

Spikulae auf der Sonne

Der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr.rer.nat.)

genehmigte
D i s s e r t a t i o n

von Frank Mathias Budnik
aus Wolfsburg

1. Referent:
2. Referent:
eingereicht am:
mündliche Prüfung (Disputation) am:

Prof. Dr. K.-H. Glaßmeier
Dr. habil. K.-P. Schröder
06.10.1998
22.12.1998

1999

Vorabveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen:

Budnik, F., K.-P. Schröder, K. Wilhelm, and K.-H. Glaßmeier, *Observational Evidence for Coronal Mass Injection by „Evaporation“ of Spicular Plasma*, Astron. Astrophys., 334, L77–L80, 1998.

Budnik, F., K.-P. Schröder, K.-H. Glaßmeier, and K. Wilhelm, *First Observational Evidence for „Evaporating“ Spicules*, ESA SP–421, 1998.

Tagungsbeiträge:

Budnik, F., K.-P. Schröder, K.-H. Glaßmeier, and K. Wilhelm, *First Observational Evidence for „Evaporating“ Spicules*, Solar Jets and Coronal Plumes, International Meeting held in Guadeloupe, DOM, France, 1998.

Budnik, F., K.-P. Schröder, K. Wilhelm, and K.-H. Glaßmeier, *Erste Beobachtung von „verdampfenden“ Spikulae*, Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft und der Arbeitsgemeinschaft Extraterrestrische Forschung, Göttingen, 1998.

Budnik, F., K.-P. Schröder, K. Wilhelm, and K.-H. Glaßmeier, *Beobachtungen von Spikulae mit SUMER*, Kolloquiumsvortrag am Kiepenheuer–Institut für Sonnenphysik, Freiburg (Brsg.), 1998.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Die Atmosphäre der Sonne	4
2.2	Diagnostik mit UV und EUV Spektren	8
3	Spikulae: Beobachtungen und Modelle	19
3.1	Beobachtungen	19
3.2	Modelle von Spikulae	25
3.2.1	Überblick bestehender Modelle	26
3.2.2	Rebound Shock und Alfvén Wellen Dämpfung: zwei Modelle im Detail	32
3.3	Spikulae in UV und EUV	38
4	Das Experiment	45
4.1	Die SOHO-Mission	45
4.2	Das SUMER Experiment	47
4.3	Datenreduzierung	54
5	Analyse	57
5.1	Beschreibung der Beobachtung	57
5.2	Linienidentifizierung	59
5.3	Spikulae in verschiedenen EUV Linien	61
5.3.1	Räumliche Intensitätsverteilung	61
5.3.2	Diagnostik	63
5.3.3	Hochaufgelöste Daten	70
5.3.4	Diskussion	72
5.4	Variationen mit der Höhe	75
5.4.1	Variation der Intensität	75

5.4.2	Variation der Dichte und Temperatur	79
5.4.3	Variation der Linienbreite	81
5.5	Ionentemperaturen	85
5.5.1	Methoden	86
5.5.2	Abschätzung der Ionentemperaturen	87
5.6	Spikulae-Heizung durch Ionen-Zyklotron Resonanz	90
5.6.1	Energieübertragung durch Stöße	91
5.6.2	Strahlungsverluste optisch dünner Plasmen	92
5.6.3	Heizung durch Ionen-Zyklotron Resonanz	93
5.6.4	Ein Modell zur Spikulae-Heizung	97
6	Allgemeine Diskussion	106
7	Zusammenfassung	115
	Literaturverzeichnis	117

1 Einleitung

Die Sonne ist nur ein durchschnittlicher Stern von Milliarden von Sternen im Universum. Zugleich ist sie aber für uns das wichtigste, ja lebensnotwendige Gestirn im Zentrum unseres Sonnensystems. Die Sonne beeindruckte schon früher die hoch entwickelten Kulturen, die erkannt haben, daß sie die Voraussetzung für ihr Leben und Wohlstand ist. Dies drückt sich in der besonders ausgeprägten Verehrung von Sonnengöttern, wie Ra bei den Ägyptern oder Utu bei den Sumerern, aus.

Die Nähe der Sonne zur Erde zeichnet sie aber gegenüber den anderen Sternen auch als besonderes Objekt der Forschung aus. Sie ist der einzige Stern, von dem man detaillierte Informationen erhalten kann und der durch seine Nähe unmittelbar mit unserer Biosphäre wechselwirkt. Die Sonne beeinflusst die Erde aber nicht nur durch die tägliche Spende von Licht und Wärme. Sie gefährdet uns auch mit intensiver ultravioletter und Röntgenstrahlung, setzt uns einem stetigen Bombardement von hochenergetischen Teilchen aus und beeinflusst durch ihre Variabilität in komplexer Weise das Klima der Erde. Über den Sonnenwind und ihr Magnetfeld tauscht sie Energie und Impuls mit der Magnetosphäre der Erde aus und treibt magnetische Stürme, die eine potentielle Gefahr für Kraftwerke und Hochspannungsleitungen darstellen. Durch unregelmäßige und gewaltige Eruptionen gefährdet sie Satelliten und Astronauten. Es besteht daher ein massives Interesse, die komplexen Wechselwirkungen zwischen Sonne und Erde zu verstehen. Voraussetzung dafür ist ein grundlegendes Verständnis für die physikalischen Vorgänge in der Atmosphäre der Sonne. Einen kleinen Teil zu diesem Verständnis soll die vorliegende Arbeit beitragen.

Die Atmosphäre der Sonne besteht aus der sichtbaren, relativ kühlen (ca. 6000 K) Oberfläche, der Photosphäre und eine darüber liegende dünne Schicht, der Chromosphäre ähnlicher aber ansteigender Temperatur. Diese wird umgeben von einer ausgedehnten und sehr heißen (mehrere Millionen K) Korona, welche maßgeblich an der Wechselwirkung zwischen Sonne und Erde beteiligt ist. Fundamentale physikalische Fragen zur Atmosphäre der Sonne sind bis heute offen: Wieso ist die Korona dermaßen heiß? Wo und wie wird der Sonnenwind beschleunigt? Was treibt die gewaltigen solaren Eruptionen?

Die äußere Sonnenatmosphäre ist im sichtbaren Licht bis zu eine Million mal lichtschwächer als die Photosphäre. Daher kann man sie nur bei totalen Sonnenfinsternissen oder mit speziellen Instrumenten beobachten. Solche Instrumente sind zum einen Koronographen, die das Licht der Photosphäre verdecken und so eine künstliche Sonnenfinsternis erzeugen und zum anderen Spektrometer, die ultraviolette und extrem ultraviolette (UV und EUV) Strahlung registrieren. Diese Strahlung wird überwiegend in der oberen Chromosphäre und Korona aufgrund der dort vorliegenden höheren Temperaturen erzeugt. Ein derartiges Spektrometer stellt das Instrument SUMER (**S**olar **U**ltraviolet **M**easurements of **E**mitted **R**adiation) dar, welches auf dem Satelliten SOHO (**S**olar and **H**eliospheric **O**bservatory) installiert

ist. SOHO befindet sich seit Anfang 1996 am Lagrange-Punkt zwischen Sonne und Erde und ist dort permanent der elektromagnetischen und Teilchenstrahlung der Sonne ausgesetzt.

Der Energie- und Teilchentransfer von der Photosphäre in die Korona ist für das physikalische Verständnis der Sonnenatmosphäre von fundamentaler Bedeutung. Der Chromosphäre kommt dabei als zwischengelagerte Schicht eine besondere Bedeutung zu. Die Chromosphäre wird genau in dem Moment, wenn während einer Sonnenfinsternis die Totalität beginnt oder endet, d.h. wenn all das Licht der Photosphäre abgedeckt wird, plötzlich als ein rot gefärbter Halbmond oder Ring mit einer unregelmäßig geformten äußeren Kante sichtbar. Näher betrachtet erweisen sich die Unregelmäßigkeiten dieser Kante als eine Vielzahl von kleinen, jet-artigen Strukturen, die 1945 von B. Roberts *Spikulae* (sing.: die Spikula) genannt wurden. Die Dynamik und Struktur von Spikulae läßt sich auch außerhalb von den nur selten vorkommenden totalen Sonnenfinsternissen beobachten, wenn man ein spektralen Bandpaß-Filter benutzt, der aus dem Licht der Sonne nur die $H\alpha$ Linie des neutralen Wasserstoffs filtert. Diese Linie entsteht in der Chromosphäre und ist für deren rote Farbe verantwortlich.

Eine individuelle Spikula erscheint in $H\alpha$ als eine schmale Säule, nur einige hundert Kilometer im Durchmesser, die mit Geschwindigkeiten von 25 km/s nahezu radial nach oben in die Korona aufsteigt und Höhen von bis zu 10 000 km erreicht. Ihre Lebenszeit beträgt zwischen 5 und 15 min und ihr kurzes Leben wird meist dadurch beendet, indem sie einfach verschwindet oder aber wieder zurück in die Chromosphäre fällt. Spikulae kommen sehr häufig vor: am Sonnenrand sieht man mindestens alle 100 km eine Spikula und sie treten häufig in Gruppen auf, so daß sie eine wichtige Rolle in der Energie- und Massenbilanz der Atmosphäre spielen können.

Spikulae bestehen aus relativ kühlen Material (5 000 – 10 000 K) gegenüber der Millionen K heißen Korona. Beobachtet man den Sonnenrand im UV oder EUV Licht, so sieht man ganz ähnlich gehäuft vorkommende, jet-artige Strukturen. Da diese aber UV und EUV Strahlung emittieren, müssen sie eine Temperatur von 20 000 K und mehr besitzen. Wenn diese Jets mit Spikulae zusammenhängen, was bis heute nicht bewiesen ist, dann müssen letztere während ihres relativ kurzen Lebens aufgeheizt werden. Modelle von Spikulae haben aber nicht nur Schwierigkeiten, Spikulae selber zu modellieren, sondern diese auch auf derartig hohe Temperaturen zu bringen.

Es ist Ziel der vorliegenden Arbeit, mit Hilfe von SUMER einen Zusammenhang zwischen den einzelnen Phänomenen von Spikulae in $H\alpha$ und EUV Jets auszumachen und bestehende Modelle dahingehend zu erweitern. Dazu ist es notwendig, einen umfassenden Überblick über bekannte Phänomene sowohl von Spikulae in $H\alpha$ als auch in EUV und von etablierten theoretischen Spikulae-Modellen zu geben. Dies ist Gegenstand von Kapitel 3. Zuvor werden in Kapitel 2 die Grundlagen und Methodiken zusammengetragen, die für das weitere Verständnis der Arbeit notwendig sind. Kapitel 4 gibt einen kurzen Überblick von der SOHO-Mission und dem

SUMER Instrument. Ein Abschnitt ist dabei den notwendigen Schritten zur Reduzierung der Rohdaten gewidmet. Kapitel 5 umfaßt die Beschreibung der erstellten Beobachtungssequenz, beschäftigt sich mit der Analyse und Interpretation der Daten und entwickelt auf Basis der gewonnenen Ergebnisse ein erweitertes Heizmodell für Spikulae. Eine anschließende Diskussion in Kapitel 6 beleuchtet und erörtert die Ergebnisse im Lichte der in Kapitel 3 zusammengetragenen Arbeiten. Eine Zusammenfassung in Kapitel 7 schließt diese Arbeit ab.

2 Grundlagen

2.1 Die Atmosphäre der Sonne

Einen Schnitt durch die Sonne und ihrer Atmosphäre zeigt Abbildung 2.1. Die Sonne bezieht ihre Energie aus nuklearen Fusionsprozessen in ihrem Kern. Diese Energie wird durch Strahlung nach außen transportiert. Die mittlere freie Weglänge von Photonen im Sonneninneren, der sogenannten *Strahlungsdiffusionszone*, ist dabei so klein im Vergleich zu typischen Längenskalen der Sonne, daß es Zeiten in der Größenordnung von 10 Millionen Jahre bedarf, bis diese die Oberfläche der Sonne erreicht haben. Physikalisch kann das Sonneninnere lokal mit den Gleichgewichtseigenschaften eines Gases einer gewissen Temperatur und eines Strahlungsfeldes der gleichen Temperatur beschrieben werden, das Sonneninnere befindet sich also im *lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE)*.

Das äußerste Viertel des Sonneninneren ist konvektiv instabil und trägt daher den Namen *Konvektionszone*. Man geht heute davon aus, daß diese Konvektion in Zellen von vier diskreten Skalengrößen vonstatten geht: den *Granulationen*, *Mesogranulationen*, *Supergranulationen* und *Riesenzellen*. Die ersten drei Typen haben ein Aspektverhältnis von nahezu 1, d.h. sie haben ähnliche horizontale wie vertikale Ausdehnungen und werden durch die Ionisation von Wasserstoff und Helium in den entsprechenden Tiefen getrieben. Wasserstoff wird in einer Tiefe von etwa 1 000 km komplett ionisiert, während Helium in Tiefen von 5–10 000 km bzw. 30 000 km zu 90% einfach bzw. doppelt ionisiert wird, was den horizontalen Skalen von Granulen, Mesogranulen und Supergranulen entspricht. Die Existenz von Riesenzellen ist dahingegen nicht vollständig gesichert. Man nimmt Ausdehnungen von etwa 300 000 km an, was der Gesamttiefe der Konvektionszone entspricht.

Die sichtbare Oberfläche der Sonne ist die *Photosphäre*, abgeleitet von dem griechischen Namen für *Licht*. Sie ist definiert als die Region, in dem die optische Tiefe für Licht der Wellenlänge 500 nm den Wert 1 erreicht. Anschaulich bedeutet dies, daß dann das Sonnengas für das menschliche Auge undurchsichtig wird. Von dort wird der größte Teil der Sonnenstrahlung emittiert. Die Photosphäre besitzt allerdings weder eine homogene Helligkeitsverteilung noch ist sie statisch. Das Aufschießen des heißen Materials der Konvektionszellen, das dann seitlich ausweicht, abkühlt und wieder absinkt, übersäht die Photosphäre mit einem gigantischen Granulatiionsmuster. Darüberhinaus ist das Magnetfeld in der Photosphäre weit von der Dipolform entfernt. Da das Plasma im Sonneninneren eine extrem hohe elektrische Leitfähigkeit besitzt, gilt das Konzept des eingefrorenen magnetischen Flusses. Die Konvektionsbewegungen führen somit zu einer Konzentration des Magnetfeldes in den abfließenden Bereichen. Die Anhäufung von magnetischem Fluß geschieht so lange, bis der magnetische und thermische Druck dort im Gleichgewicht sind. Somit ist das photosphärische Feld in den meisten Regionen relativ schwach, aber insbesondere an den Rändern der supergranularen Zellen kommt es zur Ausbildung

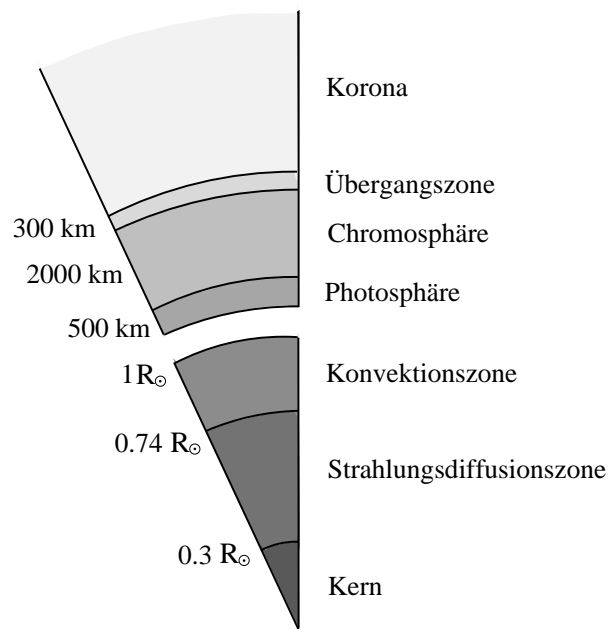


Abbildung 2.1: Schematischer Schnitt durch die Sonne. Am linken Rand des Sektors sind die Abstände vom Sonnenzentrum (in Einheiten des Sonnenradius $R_{\odot} \approx 695\,000\text{ km}$), bzw. die Schichtdicken angegeben. Man beachte die verschiedenen Maßstäbe für das Sonneninnere und die Atmosphärenschichten.

von lokal konzentrierten Magnetfeldern, sogenannten *Flußröhren*, mit Stärken von 1–2 kG. Dieses *photosphärische Netzwerk* läßt sich leicht mit Hilfe der Aufspaltung von Spektrallinien aufgrund des Zeeman-Effekts beobachten.

Mit der Photosphäre beginnt die Atmosphäre der Sonne. Ähnlich wie bei der Atmosphäre der Erde wird hier eine Einteilung nach der Temperatur vorgenommen, der bei der Sonne recht außergewöhnlich ist. Vom Kern der Sonne bis zur Photosphäre fällt die Temperatur kontinuierlich von mehreren Millionen auf etwa 6000 K ab. In der Atmosphäre hingegen steigt die Temperatur nach außen hin wider Erwarten wieder an. Dieser Anstieg der Temperatur ist einer der großen offenen Fragen in der Sonnenphysik. Abbildung 2.2 zeigt ein mittleres Temperatur- und Dichte-Modell der ruhigen Sonnenatmosphäre. Damit sind Bereiche außerhalb von aktiven Gebieten und koronalen Löchern gemeint. Die Höhenskala beginnt an der Basis der Photosphäre. Es existieren verschiedene Definitionen der Ausdehnung der Photosphäre. Hier soll sie bis zum Temperaturminimum reichen, was somit einer Dicke von ca. 500 km entspricht. In einem rein konvektiven und strahlenden solaren Atmosphärenmodell würde die Temperatur über das Minimum hinaus weiter abfallen. Es ist die Anwesenheit von anderen Energieformen als Strahlungsenergie, möglicherweise mechanische Energie in Form von Wellen, die zu einem Anstieg der Temperatur führen. Oberhalb des Temperaturminimums schließt sich die *Chromosphäre* an. Als obere Grenze der Chromosphäre wird häufig das Temperaturplateau bei 20 000 K

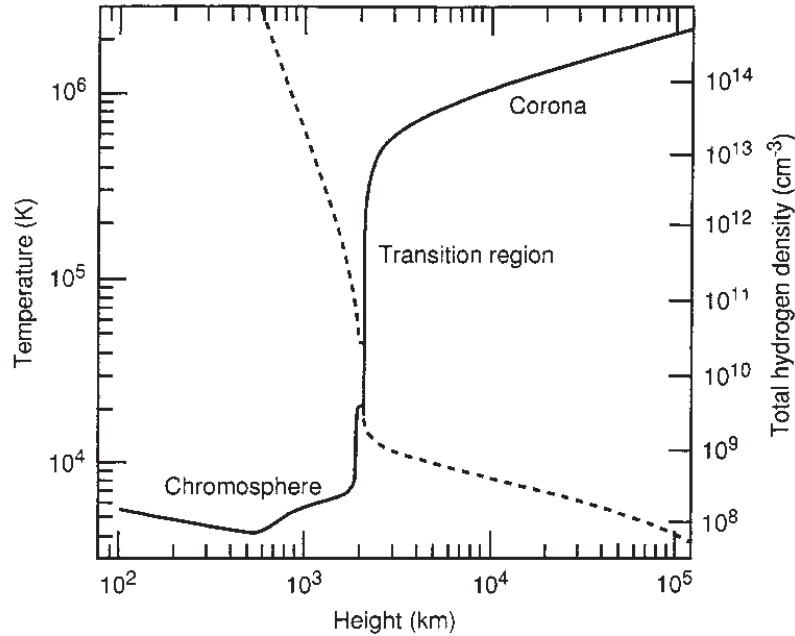


Abbildung 2.2: Gemittelter Temperatur- und Dichteverlauf der ruhigen Sonnenatmosphäre. Die durchgezogene Linie beschreibt die Temperatur und die gepunktete die Dichte [De Pontieu, 1996].

angegeben. Da die Temperatur allerdings schon vor dem Plateau sehr stark ansteigt und die tatsächliche Existenz des Plateaus nicht vollständig gesichert ist, ist diese Definition mehr oder weniger willkürlich. Oberhalb der Chromosphäre schließt sich die *Übergangszone* (*transition region*) an, die durch einen starken Temperaturgradienten gekennzeichnet ist. Die Grenze zwischen Übergangszone und der *Korona* wird häufig bei einer Temperatur von 1 Million K für die ruhige Sonne angegeben. In aktiven Gebieten mag sie höher, in koronalen Löchern niedriger liegen. Die Einteilung der Atmosphäre nach der Temperatur anstelle von Höhenangaben ist sehr sinnvoll, da in dieser Arbeit Emissionslinien der Atmosphäre untersucht werden, deren Ursprungstemperatur recht gut bekannt ist. Eine Höhenskala hingegen ist nur in der Photosphäre hinreichend gut bekannt. Der weiße Sonnenrand (*Limb*) liegt etwa 340 km oberhalb der Höhe, bei der die optische Tiefe den Wert Eins erreicht, und das Temperaturminimum etwa 200 km höher. Über das Temperaturminimum hinaus ist eine Höhenskala und auch ein gemittelttes Atmosphärenmodell sehr zweifelhaft, so daß Temperatur-Höhen Zuordnungen nur approximativ sind.

Noch ist die Frage nicht beantwortet, warum die Korona so heiß ist und welcher physikalische Mechanismus die Temperatur in der Übergangszone über eine Höhe von nur einigen 100 km auf 1 Millionen K ansteigen läßt. Lange Zeit konnte die Korona nur bei totalen Sonnenfinsternissen beobachtet werden, da ihr Licht eine Million mal

schwächer ist als das der Photosphäre. Heute benutzt man dazu Koronographen, die die Sonnenscheibe künstlich okkultieren (siehe auch LASCO in Kapitel 4.1). Die Korona ist thermodynamisch nicht stabil, sondern ein großer Teil des Plasmas strömt als Sonnenwind von der Sonne weg und erfüllt den interplanetaren Raum. Dabei dünnt das Plasma immer weiter aus und kühlt sich langsam nach außen hin ab. Beträgt eine typische Dichte der Korona nahe der Sonne nach Abbildung 2.2 noch ca. 10^8 cm^{-3} , so mißt man an der Erdbahn nur noch 10 cm^{-3} und eine Temperatur von 150 000 K. Unklar ist dabei noch, wo und wie der Sonnenwind beschleunigt wird. Mehrere Modelle wurden vorgeschlagen, aber bis heute kann noch keines den vollständigen Beschleunigungsprozeß erklären. Als Ort kommen dafür sowohl die Korona, die Übergangszone als auch die Chromosphäre in Frage.

Die Chromosphäre hat ihren Name von dem griechischen Wort für *Farbe*, aufgrund ihrer starken roten Farbe durch die dominante $H\alpha$ Linie. Neben dieser sind es noch die beiden CaII K und H Linien in denen die Chromosphäre im sichtbaren Licht beobachtet werden kann. Eines der herausragendsten Phänomene der Chromosphäre ist das *chromosphärische Netzwerk*. Das Geflecht der supergranularen Ränder erscheint besonders klar als unregelmäßiges Muster in der CaII K Linie mit, im Gegensatz zur Photosphäre, dunklen Zentren und hellen Rändern. Weiter oben in der Korona ist das Netzwerk verschwunden. Es ist das magnetische Feld, welches das Muster der supergranularen Zellen über das photosphärische Netzwerk bis in die Chromosphäre weitergibt. Zur Erklärung betrachte man Abbildung 2.3, die die Feldlinien oberhalb der Supergranulen skizziert. An den Ränder der Supergranulen konzentriert sich der magnetische Fluß. Da der Gasdruck nach außen hin abnimmt, läßt der magnetische Druck die Feldlinien weiter oben ein größeres Volumen ausfüllen und sie bilden eine Art Trichter. Die Magnetfeldlinien verzerren die Temperatur-Isolinien, welche dann die Modulation in der Helligkeit der chromosphärischen Linien hervorrufen. Weiter außen in der Korona ist das Magnetfeld nahezu homogen.

Manchmal wird die Chromosphäre als planparallele Schicht angesehen, aber in Wirklichkeit ist sie, wie Abbildung 2.3 zeigt, von jeglicher Homogenität weit entfernt. Secchi beschrieb sie 1877 (!) treffend als brennende Prärie. Was er dort sah, waren Plasmajets, die wir heute als helle und dunkle Mottles und Spikulae (spicules) bezeichnen. In Abbildung 2.3 sind Spikulae ebenfalls eingezeichnet. Sie kommen ausschließlich an den Rändern der Supergranulen vor und sind Plasmajets, die chromosphärisches Material in magnetische Flußröhren in die Korona transportieren. Spikulae tragen signifikant Masse und Energie in die Korona und können direkt mit der Heizung der Korona oder der Beschleunigung des Sonnenwindes zusammenhängen. Bis heute kann aber noch niemand sagen, was mit der Materie und Energie tatsächlich geschieht, die durch Spikulae in die Korona geschossen werden und ob und wie es dabei zum Impuls- und Energieaustausch kommt. Diese Fragestellung soll in der vorliegenden Arbeit näher untersucht werden. Als probates Mittel zur Beobachtung gelten dabei UV und EUV Spektren, deren Emissionslinien in den dafür interessanten Temperaturbereich von 10 000 bis 10^6 K entstehen. Im nächsten Abschnitt wird erläutert, wie physikalische Parameter aus EUV Spektren abgeleitet

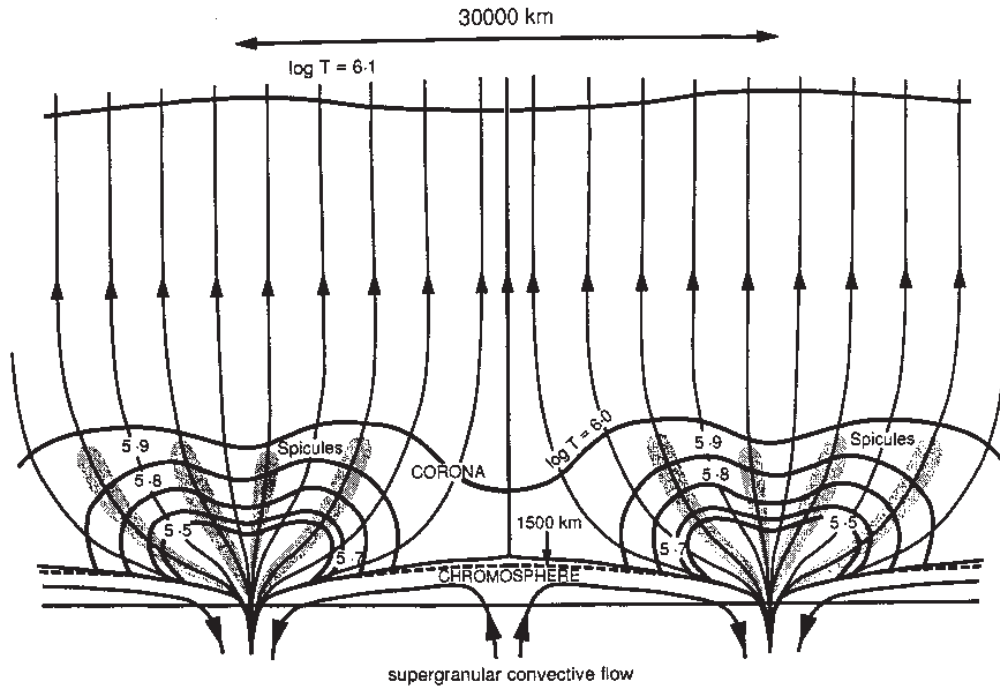


Abbildung 2.3: *Magnetische Feldlinien und Temperaturisolinien für eine ruhige Atmosphäre oberhalb einer supergranularen Zelle [Gabriel, 1976].*

werden können. Eine genauere Beschreibung der Phänomenologie und physikalischen Modelle von Spikulæ findet sich in Kapitel 3.

2.2 Diagnostik mit UV und EUV Spektren

Ein großer Fortschritt in der Erforschung der äußeren Sonnenatmosphäre gelang mit der Fähigkeit, die Sonne im UV Licht zu beobachten. Definitionsgemäß spricht man bei Wellenlängen von 100–1200 Å vom EUV, bei 1200–2000 Å vom UV Spektrum. Wie oben ausgeführt, hat die Photosphäre eine effektive Temperatur von etwa 6000 K, d.h. das Emissionsmaximum eines schwarzen Körpers dieser Temperatur liegt um 5000 Å und die Sonnenstrahlung ist somit in diesem Wellenlängenbereich von einer starken Kontinuumsstrahlung geprägt. Emissionslinien sind dort nur bei totalen Sonnenfinsternissen sichtbar. Im UV Licht hingegen, bei Wellenlängen um 1000 Å, ist die Kontinuumsstrahlung etwa um das 100 000-fache reduziert, so daß dort Emissionslinien gegen die Sonnenscheibe beobachtbar sind. Darüberhinaus liegen die starken Resonanzlinien der in der äußeren Sonnenatmosphäre vorhandenen Ionen im UV und EUV Bereich des Spektrums. Abbildung 2.4 zeigt ein typisches EUV Spektrum der ruhigen Sonne. Es ist von Emissionslinien dominiert und die meisten von ihnen sind identifiziert. Vergleichbare kontinuierliche Intensitäten haben nur das Lyman Kontinuum bei 912 Å und das He Kontinuum bei 504 Å. Die mit

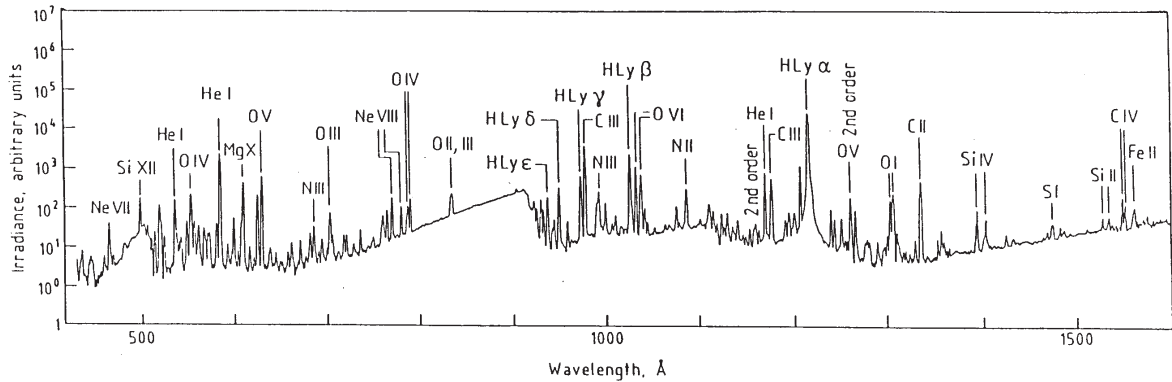


Abbildung 2.4: Das Sonnenspektrum im UV und EUV von 425 bis 1600 Å [Mariska, 1992].

Abstand intensivste Linie ist die Ly α Linie des Wasserstoffs. Darüberhinaus erkennt man eine Vielzahl an Elementen in fast allen Ionsisationsstufen. Wie weiter unten erläutert wird, ermöglicht dies die Beobachtung von verschiedenen Temperaturbereichen der Atmosphäre.

Im Rahmen dieser Arbeit genügt es, die folgenden Betrachtungen auf ein heißes ($T > 2 \cdot 10^4$ K) und dünnes ($N_e < 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) Plasma zu beschränken, was für die äußere Atmosphäre (obere Chromosphäre, Übergangsregion und Korona) gewährleistet ist. Die Ausführungen lehnen sich dabei weitestgehend den Reviews von Mariska [1992], Dwivedi [1994] und Mason and Monsignorri Fossi [1994] an.

Der an der Erde ankommende Fluß einer optisch dünnen Spektrallinie der Wellenlänge λ_{ji} bei Übergang zwischen zwei gebundenen Zuständen i und j eines Ions X^{+p} ist gegeben durch

$$F(\lambda_{ji}) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_V \epsilon_{ji} dV . \quad (2.1)$$

Dabei ist R der Abstand Sonne–Erde, V das emittierende Volumen und ϵ_{ji} dessen Emissionsvermögen

$$\epsilon_{ji} = N_j(X^{+p}) A_{ji} \frac{hc}{\lambda_{ji}} . \quad (2.2)$$

h ist das Plancksche Wirkungsquantum, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und A_{ji} die Wahrscheinlichkeit für spontane Emission pro Zeiteinheit (Einstein–Koeffizient). $N_j(X^{+p})$ ist die Anzahldichte des Ions X^{+p} im Zustand j , welche sich auch folgendermaßen erweitern läßt:

$$N_j(X^{+p}) = \frac{N_j(X^{+p})}{N(X^{+p})} \frac{N(X^{+p})}{N(X)} \frac{N(X)}{N(H)} \frac{N(H)}{N_e} N_e . \quad (2.3)$$

$N_j(X^{+p})/N(X^{+p})$ ist die relative Anzahl von Ionen im Zustand j zur Gesamtanzahl-dichte des Ions, $N(X^{+p})/N(X)$ ist das Verhältnis von Ionen X^{+p} zur Gesamtanzahl-dichte des Elements X , $N(X)/N(H)$ beschreibt die Anzahl-dichte des Elements X

relativ zu Wasserstoff und $N(H)/N_e$ ist das Verhältnis von Wasserstoff- zur Elektronendichte. Setzt man dies in Gleichung (2.1) ein, so erhält man

$$F(\lambda_{ji}) = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{hc}{\lambda_{ji}} A_{ji} \int_V \frac{N_j(X^{+p})}{N(X^{+p})} \frac{N(X^{+p})}{N(X)} \frac{N(X)}{N(H)} \frac{N(H)}{N_e} N_e dV . \quad (2.4)$$

Diese Gleichung ist im Vergleich zu Gleichung (2.1) nur künstlich erweitert, aber die unbekannte Population des oberen Zustands $N_j(X^{+p})$ in Gleichung (2.2) ist nun auf einzelne Faktoren zurückgeführt, deren Größe und Abhängigkeit von dem physikalischen Zustand des Plasmas bekannt ist. Jeder Faktor wird im folgenden einzeln näher erläutert.

Das Verhältnis von Ionen im Anregungszustand j zur Gesamtanzahldichte des Ions $N_j(X^{+p})/N(X^{+p})$ erhält man durch Lösen der statistischen Gleichgewichtsgleichungen des Ions X^{+p} . In einem Plasma mit niedriger Dichte sind nur Elektronenstöße und Strahlungsemissionen relevante Prozesse für Niveau-Übergänge in einem Atom. Folgende Ratengleichung beschreibt, wie sich die Population eines Zustands j mit der Zeit ändert:

$$\frac{dN_j}{dt} = \sum_{i \neq j} N_i N_e C_{ij} - N_j \sum_{i \neq j} N_e C_{ji} + \sum_{i > j} N_i A_{ij} - N_j \sum_{i < j} A_{ji} . \quad (2.5)$$

Die ersten beiden Terme tragen der Be- bzw. Entvölkerung von Zustand j durch Elektronenstöße Rechnung, während die letzten beiden Terme für Strahlungsübergänge verantwortlich sind. C_{ij} sind dabei Stoßratenkoeffizienten der Elektronen, die vom effektiven Stoßquerschnitt und damit auch von der kinetischen Energie der Elektronen abhängen. Dieser ist natürlich durch die kinetische Energie der Elektronen bestimmt. Nimmt man an, daß das Ensemble der Elektronen einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung genügt, so liefert das Integral der Stoßquerschnitte über alle Geschwindigkeiten gerade die C_{ij} . Es ist üblich, die Stoßquerschnitte als Funktion der sogenannten *Kollisionsstärken* $\Omega_{ij}(E)$ auszudrücken. Diese werden quantenmechanisch und meist numerisch berechnet und als Funktion der kinetischen Energie des anregenden Elektrons tabelliert, so daß mit ihrer Hilfe die Stoßratenkoeffizienten bestimmt werden können. Auf Details soll hier allerdings nicht weiter eingegangen, sondern nur das Ergebnis angegeben werden [Mariska, 1992]:

$$C_{ij} = \frac{8.63 \cdot 10^{-6} \Omega_{ij}}{\omega_i T^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT}\right) . \quad (2.6)$$

k ist die Boltzmann-Konstante, ω_i ist das statistische Gewicht von Zustand i und ΔE_{ij} ist die Minimalenergie die für den Übergang erforderlich ist. Es ist deutlich zu erkennen, daß die C_{ij} stark temperaturabhängig sind.

Da die relevanten Prozesse in Gleichung (2.5) auf sehr kurzen Zeitskalen passieren, kann man einen stationären Zustand des Plasmas annehmen und die linke Seite gleich Null setzen. In der sogenannten *koronalen Näherung* nimmt man an, daß die Anregung ausschließlich durch Elektronenstöße und der Zerfall hauptsächlich durch

Strahlung geschieht. Darüberhinaus sind bei vielen Linien nur der Übergang zwischen einem angeregten und dem Grundzustand für den Strahlungsfluß verantwortlich. In so einem Zwei-Zustands System läßt sich Gleichung (2.5) für jeden Übergang in den Grundzustand g reduzieren auf

$$N_g(X^{+p})N_eC_{gj} = N_j(X^{+p}) \sum_{k < j} A_{jk} . \quad (2.7)$$

In der Regel ist die Population im angeregten Zustand j vernachlässigbar gegenüber der Population im Grundzustand, so daß $N_g(X^{+p}) \approx N(X^{+p})$ und damit gilt

$$\frac{N_j(X^{+p})}{N(X^{+p})} \approx \frac{N_j(X^{+p})}{N_g(X^{+p})} = \frac{N_eC_{gj}}{\sum_{k < j} A_{jk}} .$$

Damit ist das Verhältnis von Ionen im angeregten Zustand und im Grundzustand auf temperaturabhängige Parameter und die Elektronendichte zurückgeführt. Führt darüberhinaus der Strahlungsübergang nur direkt vom angeregten Zustand in den Grundzustand zurück, so hat der Strahlungsfluß aus Gleichung (2.4) die einfache Gestalt

$$F(\lambda_{jg}) = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{hc}{\lambda_{jg}} \int_V N(X^{+p})N_eC_{gj}dV . \quad (2.8)$$

Für ein Plasma niedriger Dichte bestimmt das Gleichgewicht zwischen Stoßionisation durch Elektronen und Strahlungs- und dielektronische Rekombination die Anzahldichte der Ionen eines Elements. Unter dem letzteren Prozeß versteht man ein Einfangen eines freien Elektrons in einen höheren Anregungszustand, der dann unter Aussendung eines Photons in den Grundzustand übergeht. Für jedes gegebene Ion p eines Elements der Kernladung P wird die Stoßionisation durch Elektronen zu einem Ion $p+1$ bestimmt durch den Ionisationsratenkoeffizienten q_p und Rekombination von einem Ion $p-1$ durch den totalen Rekombinationsratenkoeffizienten α_p . Somit beschreibt folgende Ratengleichung, wie sich die Anzahldichte der Ionen $N(X^{+p})$ mit der Zeit ändert:

$$\frac{dN(X^{+p})}{dt} = N_e \left(N(X^{+p-1})q_{p-1} + N(X^{+p+1})\alpha_{p+1} \right) - N_eN(X^{+p})(q_p + \alpha_p) . \quad (2.9)$$

Um tatsächliche Ionenanzahldichten berechnen zu können, muß gefordert werden, daß die Summe über alle Ionenanzahldichten gerade die Anzahldichte des entsprechenden Elements ergibt, also

$$N(X) = \sum_{p=0}^P N(X^{+p}) . \quad (2.10)$$

Um nun Gleichung (2.9) zu lösen, ist es üblich anzunehmen, das Plasma befinde sich im Ionisationsgleichgewicht, d.h. die Ionisations- und Rekombinationsrate halten sich die Waage. Somit gilt für jedes Ion p

$$N(X^{+p})q_p = N(X^{+p+1})\alpha_{p+1} . \quad (2.11)$$

In diesem Gleichungssystem kommt die Elektronendichte nun nicht mehr vor und das Ionisationsgleichgewicht hängt nur noch von der Temperatur ab. Somit kann es einmal berechnet und das Verhältnis $N(X^{+p})/N(X)$ tabelliert werden und steht dann für Beobachtungsinterpretationen zur Verfügung. Allerdings muß an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß die Annahme eines Ionisationsgleichgewichtes nicht immer gerechtfertigt ist. Typische Zeitskalen für Ionisation und Rekombination in der äußeren Sonnenatmosphäre liegen in der Größenordnung von 1–10 Sekunden. Dies ist langsam genug, daß bei sehr dynamischen Prozessen Abweichungen vom Gleichgewichtszustand durchaus vorkommen können. Es gibt eine Reihe von Arbeiten, die Ionisations- und Rekombinationsratenkoeffizienten experimentell bestimmt und Ionisationsgleichgewichte berechnet haben [Shull and van Steenberg, 1982 a,b; Arnaud and Rothenflug, 1985]. Sie stellen darüberhinaus auch eine Parametrisierung der Ratenkoeffizienten zur Verfügung, die vor allem dann von Nutzen sind, wenn das Plasma im Ungleichgewicht ist und Gleichung (2.9) explizit gelöst werden soll.

Am Beispiel von Sauerstoff zeigt Abbildung 2.5, wie die Ionenanzahldichte mit der Temperatur variiert. Zur Berechnung der Kurven wurden die Ionisationsgleichgewichte von Arnaud and Rothenflug [1985] verwendet. Bei der niedrigsten Temperatur von 10 000 K ist der gesamte Sauerstoff neutral. Bei ansteigender Temperatur wird mehr und mehr OII produziert. Ist die Temperatur groß genug, so daß die Ionisationsrate zu OII signifikant größer als die Rekombinationsrate zurück zu OI ist, dann ist OII das dominante Ion. Danach wird das Zusammenspiel zwischen Ionisation nach OIII und Rekombination nach OII relevant und das setzt sich so fort, bis bei Temperaturen oberhalb 10 Millionen K der gesamte Sauerstoff vollständig zu OIX ionisiert ist. Das Maximum für jedes Ion hängt davon ab, wie leicht oder schwer das jeweilige Ion weiter ionisiert werden kann. He-artige Ionen wie OVII mit abgeschlossenen Schalen lassen sich schwer ionisieren und haben daher ein breites Maximum mit einem Maximalwert von $N(X^{+p})/N(X)$ nahe Eins. Das H-artige Ion OVIII und das Li-artige OVI hingegen haben Maximalwerte deutlich unterhalb von Eins, da sie recht leicht ionisierbar sind. Darüberhinaus besitzen OI und OVI einen Hochtemperaturschwanz. Dieser existiert immer dann, wenn die nächst höhere Ionisationsstufe ihr Maximum über einen breiten Temperaturbereich hat und viele Ionen zur Verfügung stellt, die durch dielektronische Rekombination wieder Ionen der niedrigeren Ionisationsstufe produzieren können. Es sind leider gerade diese Schwänze, die bei der weiter unten beschriebenen Temperaturdiagnostik zu Ungenauigkeiten führen können.

In Gleichung (2.4) tauchen noch zwei relative Elementenhäufigkeiten auf: einmal die Häufigkeit des Elements relativ zu Wasserstoff und die Häufigkeit von Wasserstoff relativ zur Elektronendichte. Für erstere gibt es eine Reihe von Arbeiten, die sich kritisch mit der Bestimmung von Elementenhäufigkeiten auseinander setzen. Dazu gehören Ross and Aller [1976], Meyer [1985a,b] und Anders and Grevesse [1989]. Eine aktuellere Arbeit ist eine Überarbeitung der bestehenden Daten von Feldman [1992]. Es zeigt sich, daß die obere Sonnenatmosphäre im Mittel eine ähnliche Zusammensetzung hat wie der Sonnenwind. Allerdings können sie in unterschiedlichen

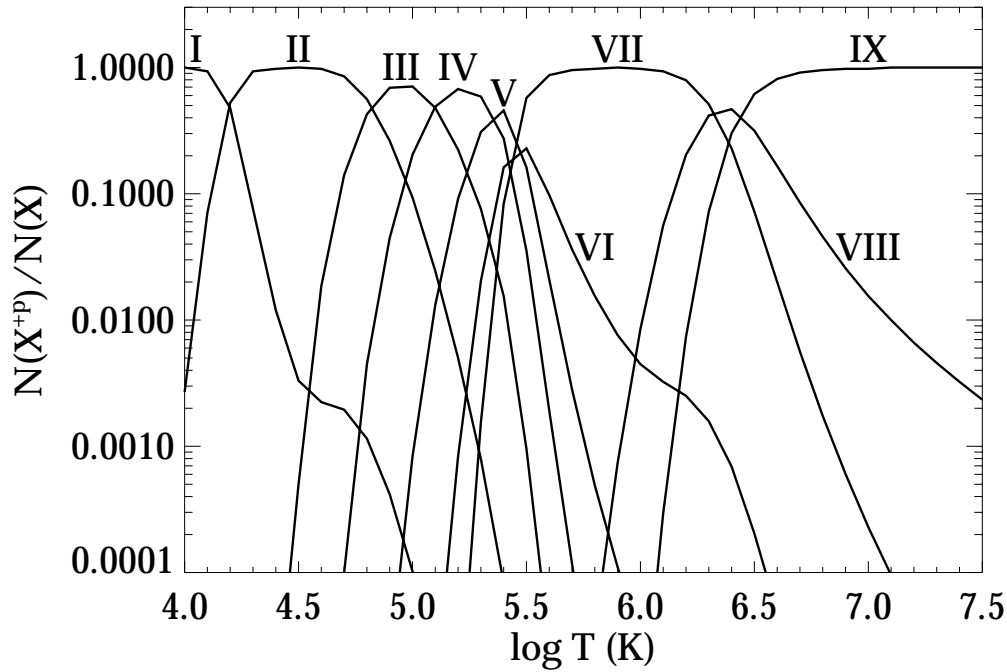


Abbildung 2.5: Ionisationsgleichgewichte am Beispiel von Sauerstoff. Zur Berechnung wurden die Ionisationsgleichgewichte von Arnaud and Rothenflug [1985] verwendet.

solaren Phänomenen variieren. In Tabelle 2.1 sind die mittleren Werte von Feldman [1992], wie sie für diese Arbeit relevant sind, zusammengestellt. Es ist üblich, die Werte gemäß $\log N(H)/N(H) = 12.0$ zu skalieren.

Während die Elementenhäufigkeiten temperaturunabhängig sind, ist dies für die relative Häufigkeit von Wasserstoff zur Elektronendichte nicht der Fall. Da Wasserstoff und Helium in der Zusammensetzung der Atmosphäre dominieren, kann sich zur Bestimmung von $N(H)/N_e$ auf diese beiden Elemente beschränkt werden. In der Übergangszone und der Korona oberhalb von 20 000 K sind beide Elemente nahezu

Element	H	He	C	N	O	Ne	Mg	Si	S	Fe
Ordnungszahl	1	2	6	7	8	10	12	14	16	26
$\log N(X)/N(H)$	12.0	10.90	8.59	8.00	8.89	8.08	8.15	8.10	7.27	8.10

Tabelle 2.1: Relative Elementenhäufigkeiten der oberen Sonnenatmosphäre von Feldman [1992].

vollständig ionisiert, d.h. aufgrund der Quasineutralität

$$N(H) + 2N(He) \approx N_e \quad . \quad (2.12)$$

Man ordnet daher der relativen Wasserstoffhäufigkeit ab dieser Temperatur einen konstanten Wert zu. Mit den Werten für Wasserstoff und Helium aus Tabelle 2.1 erhält man mit (2.12) für $N(H)/N_e$ einen Wert von 0.86. Benutzt man die Elementenhäufigkeiten von Meyer [1985a] oder Ross and Aller [1976], so erhält man einen Wert von 0.89 oder 0.83, respektive. Die relativen Häufigkeiten von Helium sind dermaßen unsicher, so daß jeder Wert zwischen 0.8 und 0.9 für $N(H)/N_e$ vernünftig ist. Häufig, wie auch hier, wird $N(X)/N_e = 0.8$ benutzt. Oberhalb von 100 000 K sind die meist häufigsten Elemente der Sonne zweifach ionisiert. Trotz dieser zwei Elektronen von jedem Ion, tragen sie nur bis zu 1% zu dem Verhältnis Wasserstoff-zu Elektronendichte bei, da ihre Elementenhäufigkeiten im Vergleich zu Wasserstoff und Helium viel geringer sind.

Nun lassen sich alle oben diskutierten Punkte in Gleichung (2.4) zusammenfassen und man erhält

$$F_{jg} = \frac{0.8}{4\pi R^2} \frac{hc}{\lambda_{jg}} \frac{N(X)}{N(H)} \underbrace{\int_V \frac{N(X^{+p})}{N(X)} C_{gj} B_{jg} N_e^2 dV}_{=: G(T)} \quad . \quad (2.13)$$

$B_{jg} = A_{jg} / \sum_{k < j} A_{jk}$ ist der Strahlungskaskaden-Koeffizient (*branching fraction*), der sich im Zwei-Zustands System auf Eins reduziert. Häufig faßt man die temperaturabhängigen Faktoren zusammen zu einer sogenannten *Beitragsfunktion* (*contribution function*) $G(T)$. Diese Funktion gegen die Temperatur aufgetragen hat einen scharfen Peak. Dies liegt in erster Linie daran, daß die relativen Ionenhäufigkeiten (Abbildung 2.5) stark temperaturempfindlich sind (logarithmische Auftragung !). Die Temperatur T_{max} , bei der $G(T)$ maximal wird, wird *Formationstemperatur* der Linie genannt.

Das *Emissionsmaß* (EM) ist ein Maß für die Menge an heißem Plasma in einem Volumen als Funktion der Temperatur. Es ist definiert als

$$EM = \int_V N_e^2 dV \quad . \quad (2.14)$$

Nimmt man an, daß das emittierende Volumen isotherm ist, so läßt sich EM aus dem beobachteten Fluß ableiten:

$$F(\lambda_{jg}) = \frac{0.8}{4\pi R^2} \frac{hc}{\lambda_{jg}} \frac{N(X)}{N(H)} \langle EM \rangle \int_{\Delta T} G(T) dT \quad . \quad (2.15)$$

Da die Beitragsfunktion $G(T)$ ein ausgeprägtes Maximum bei T_{max} hat, liefert sie in einem Intervall ΔT um T_{max} den größten Beitrag zur Emission. Pottasch [1964] macht sich dies zunutze und nimmt an, daß $G(T)$ über einen Temperaturbereich von

ΔT einen konstanten Wert von 0.7 multipliziert mit dem Maximalwert von $G(T)$ annimmt:

$$\int_{\Delta T} G(T) dT = \langle G(T) \rangle \Delta T = 0.7 G(T_{max}) \Delta T . \quad (2.16)$$

In einigen Fällen führen zwei Linien, die bei der gleichen Temperatur entstehen, zu unterschiedlichen Emissionsmaßen, da die Ausdehnungen der Temperaturbereiche ΔT verschieden sind. Ein anderer Ansatz zur Vereinfachung von (2.15) wird von Jordan and Wilson [1971] vorgeschlagen und soll auch hier benutzt werden. Sie wählen ein konstantes Temperaturintervall $\Delta \log T = \pm 0.15$ dex um T_{max} für alle Linien und berechnen einen Normalisierungsfaktor β nach

$$\frac{\int G(T) d \log T}{\Delta \log T} = \beta G(T_{max}) . \quad (2.17)$$

Für die meisten Resonanzlinien hat β tatsächlich den Wert 0.7. Für manche Interkombinationslinien (s.u.) kann er aber auch 1.0 oder größere Werte annehmen, weil die Beitragsfunktionen dieser Linien sich über einen breiteren Temperaturbereich ausdehnen.

Es ist das Ziel der Beobachtung, aus dem gemessenen Fluß eines Volumens das Plasma zu diagnostizieren. Wie obige Ausführungen gezeigt haben, geht die Elektronendichte und -temperatur direkt in die Berechnung des Flusses ein. Die Prinzipien, nach denen man die inverse Aufgabe löst und aus dem gemessenen Fluß diese Größen extrahiert, soll hier nun kurz skizziert werden.

Die Temperatur geht durch das Verhältnis der Ionenanzahldichte zur Elementenhäufigkeit und durch die Stoßratenkoeffizienten in den Linienfluß (2.4) ein. Der einfachste Weg, die Temperatur des Plasmas abzuschätzen, ist es anzunehmen, daß die Temperatur, an der die Beitragsfunktion der beobachteten Linie ihr Maximum hat, die Plasmatemperatur sei. Diese Abschätzung ist sehr verbreitet und aufgrund des scharfen Peaks der Beitragsfunktion in den meisten Fällen auch sehr gut. Diese Methode ist allerdings für Li-artige, He-artige und H-artige Ionen nicht geeignet, da deren Beitragsfunktionen einen breiten Temperaturbereich ausfüllen, bzw. vor allem erstere einen Hochtemperaturschwanz besitzen (Abbildung 2.5).

Eine zweite Methode ist es, die Temperaturabhängigkeit der Boltzmannfaktoren in den Stoßratenkoeffizienten (2.6) auszunutzen. Angenommen man beobachtet Flüsse von Linien eines Ions, die aus Übergängen von Zustand 2 nach 1 und 3 nach 1 hervorgehen. Wenn Zustand 2 und 3 nur direkt von Zustand 1 durch Stoßanregung angeregt werden können, dann liegt jeweils ein Zwei-Zustands Fall vor und das Verhältnis der Flüsse ergibt nach Gleichung (2.8)

$$\frac{F(\lambda_{31})}{F(\lambda_{21})} = \frac{\Delta E_{13} \int N(X^{+p}) N_e C_{13} dV}{\Delta E_{12} \int_V N(X^{+p}) N_e C_{12} dV} . \quad (2.18)$$

Nimmt man darüberhinaus an, daß das Plasma isotherm ist, so bleiben nur noch die Stoßkoeffizienten über, für die Gleichung (2.6) gilt:

$$\frac{F(\lambda_{31})}{F(\lambda_{21})} = \frac{\Delta E_{13} \Omega_{13}}{\Delta E_{12} \Omega_{12}} \exp \left(\frac{\Delta E_{12} - \Delta E_{13}}{kT} \right) . \quad (2.19)$$

Für den Fall, daß $\Delta E_{13} - \Delta E_{12} \geq kT$ befindet man sich auf dem steilen Teil der Exponentialfunktion und das Verhältnis der Flüsse ist temperaturempfindlich. Handelt es sich nicht um ein isothermes Plasma, kann dies nur mit Gleichung (2.18) beschrieben werden. Diese enthält die Ionenanzahldichte und weicht die hier bestimmte Plasmatemperatur von der Linienformationstemperatur ab, so ist das ein Indikator dafür, daß das beobachtete Plasma nicht im Ionisationsgleichgewicht ist. In dieser Arbeit wird das Intensitätsverhältnis aus OIv 779.91 Å/OIv 787.71 Å zur Temperaturdiagnostik verwendet.

Die Elektronendichte geht in den Linienfluß (2.4) über die Anzahldichte der Ionen im angeregten Zustand und über die Dichteabhängigkeit der Stoßratenkoeffizienten ein. Der einfachste Weg, die Elektronendichte für ein isothermes Plasma abzuschätzen, ist es, den gemessenen Fluß durch die Beitragsfunktion und das emittierende Volumen zu dividieren. Letzteres ist dabei allerdings in den meisten Fällen nur sehr schwer abzuschätzen und dieses Verfahren gelingt daher nur in Ausnahmefällen. Kann man gewisse Aussagen über das Volumen machen, so erhält man zumindest eine gute untere Grenze der gemittelten Elektronendichte.

Die Elektronendichte läßt sich genauer bestimmen, wenn man auch hier wieder das Verhältnis zweier Linienflüsse betrachtet, so daß man über das emittierende Volumen keine Aussagen mehr treffen muß. Damit dieses Verhältnis dann aber auch dichteempfindlich ist, müssen sich die Zustände als Funktion der Dichte unterschiedlich verhalten. Welche Voraussetzungen dafür erfüllt werden müssen, soll im folgenden kurz erläutert werden. Linien von Ionen bei denen die Zwei-Zustands Näherung angewandt werden kann, werden meist durch elektrische Dipolübergänge hervorgerufen, bei denen der Elektronenspin erhalten bleibt. Diese sogenannten *erlaubten Übergänge* haben große Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission A_{ji} , so daß auf jede Stoßanregung in diesen Zustand ein sofortiger Strahlungszerfall folgt. Darüberhinaus gibt es aber noch Zustände mit kleinen Werten für die Übergangswahrscheinlichkeit. Da das Sonnenplasma ein dünnes Plasma ist, können Elektronen für vergleichbar lange Zeiten in diesem Zustand verharren, da Abregung durch Stöße recht selten ist. Diese Zustände heißen daher *metastabile Zustände* und Übergänge aus diesen erfordern entweder eine Spinänderung, dann heißen sie *Interkombinationsübergänge*, oder aber es handelt sich um magnetische Dipolübergänge, in diesem Fall heißen sie dann *verbotene Übergänge*. Hat ein Ion einen Zustand, der ausschließlich durch Stoßanregung be- und durch Strahlungszerfall entvölkert wird und einen zweiten, metastabilen Zustand, der durch Stoßanregung bevölkert wird und bei hinreichend großen Dichten sowohl durch Strahlungszerfall als auch durch Stoßabregung entvölkert wird, dann ist das Verhältnis der resultierenden Emissionslinien dichteempfindlich. Angenommen, ein Ion läßt sich durch ein Drei-Zustands Modell beschreiben, bei dem Zustand 3 metastabil und der Übergang von Zustand 2 zum Grundzustand 1 ein erlaubter Übergang ist. Bei niedrigen Dichten folgt auf jede Stoßanregung aus dem Grundzustand in die beiden höheren Zustände spontaner Strahlungszerfall. Steigt die Dichte an, so verringert sich der Fluß in der 3→1 Linie relativ zum Fluß der 2→1 Linie aus zwei Gründen: erstens wird nun ein Teil der

stoßangeregten Übergänge wieder stoßabgeregt und resultiert nicht in einem Strahlungsübergang, und zweitens, die Stoßabregung von 3 nach 2 liefert einen zusätzlichen Beitrag zum 2→1 Linienfluß. Dieses Absinken des Linienverhältnisses hält so lange an, bis die Dichte so groß geworden ist, daß auch die Abregungsrate durch Stöße aus Zustand 2 deren Strahlungszerfallsrate übersteigt.

Die oben beschriebene Situation des Drei-Zustands Modells zu quantifizieren ist mit den bis hierher entwickelten Mitteln recht einfach, soll aber hier nicht explizit durchgeführt werden. Es wird qualitativ nur das Prinzip beschrieben, welches die Voraussetzungen für ein dichteempfindliches Linienverhältnis sind. Darüberhinaus gibt es auch dichteempfindliche Linienverhältnisse, die aus vier verschiedenen Zuständen hervorgehen. Dazu gehört das in dieser Arbeit untersuchte Verhältnis von Ov 759.44 Å/Ov 761.13 Å.

Nicht nur der totale Linienfluß von Emissionslinien liefert Informationen über die physikalischen Parameter in der Atmosphäre, sondern auch das Profil der Linie. Das totale Emissionsvermögen aus Gleichung (2.2) gewinnt man aus der Integration von

$$\epsilon_\lambda = \frac{hc}{\lambda_{ji}} A_{ji} N_j \psi_\lambda \quad (2.20)$$

über alle Wellenlängen. Dabei verliert man natürlich die Informationen, die in der hier auf Eins normierten Funktion ψ_λ steckt, die das Linienprofil beschreibt. Viele Prozesse können zur Profildfunktion beitragen, wobei aber die Dopplerverbreiterung der Wichtigste ist. Die Integration der Anzahl der Ionen im emittierenden Plasma über ihre Geschwindigkeitsverteilung liefert gerade diese Profildfunktion. Nimmt man an, daß die Ionen im Plasma einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung genügen, so hat diese die Form einer Gauß'schen Glockenkurve um die Ruhewellenlänge λ_0 :

$$\psi_\lambda = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D} \exp \left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta \lambda_D^2} \right) . \quad (2.21)$$

Dabei ist die Dopplerbreite $\Delta \lambda_D$ definiert als

$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (2.22)$$

m_i ist dabei die Masse des Ions. Tatsächlich gibt es auch andere Formen von Linienprofilen, die ihre Ursache in den verschiedensten physikalischen Prozessen haben. Allerdings haben fast alle UV und EUV Linien eine Gauß'sche Form, so daß sich hier auf diesen Fall beschränkt werden soll. Die Temperatur T in Gleichung (2.22) ist die Ionentemperatur, da die Dopplerbreite durch der Bewegung der Ionen bestimmt ist. Im Gegensatz dazu war die Temperatur bisher in diesem Kapitel immer eine Elektronentemperatur, da sie von Elektronenstößen rührt.

Neben der thermischen Bewegung der Ionen stecken auch Bewegungen von Geschwindigkeitsfeldern, deren Ausdehnung klein ist gegenüber dem räumlichen Auflösungsvermögen des Beobachtungsinstrumentes, in der Linienbreite. Diesen wird

meist durch Einführung einer nicht-thermischen Geschwindigkeit ξ zur Dopplerbreite Rechnung getragen:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{m_i} + \xi^2 \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (2.23)$$

ξ ist dabei die wahrscheinlichste aller nicht-thermischen Geschwindigkeiten und dieser Ansatz setzt natürlich voraus, daß diese einer Gauß-Verteilung genügen. Häufig wird ξ auch mit dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat $\langle\delta v\rangle = \sqrt{\overline{\delta v^2}}$ ausgedrückt

$$\langle\delta v\rangle^2 = \frac{3}{2}\xi^2 . \quad (2.24)$$

Obwohl die Ursache der nicht-thermischen Geschwindigkeiten nicht genau geklärt ist, sind viele Interpretationen vorgeschlagen worden. Sie reichen von akustischen oder magnetohydrodynamischen Wellen [z.B. Mariska et al., 1978] bis hin zu turbulenten Kolmogorov-Kaskaden [Hollweg, 1984].

Großskalige Geschwindigkeitsfelder, deren Skala vergleichbar oder größer als das räumliche Auflösungsvermögen des Beobachtungsinstrumentes ist, verschieben die gesamte Linie in eine spektrale Richtung. Somit liefern Messungen von Dopplerverschiebungen Informationen zur großskaligen Dynamik in der Sonnenatmosphäre. Eine Schwierigkeit ist dabei allerdings instrumenteller Natur, da keiner der bis heute verwendeten UV Spektrometer eine Wellenlängenreferenz bereitstellt. Somit behilft man sich, die Dopplerverschiebungen relativ zu einer kühlen, chromosphärischen Linie zu messen, die erfahrungsgemäß viel kleinere Dopplerverschiebungen zeigen als Linien der Übergangszone oder Korona. Eine weitere Möglichkeit ist, sich aus vielen Einzelmessungen eine Durchschnittsskala zu beschaffen und Dopplermessungen auf diese zu beziehen. Absolute Messungen der Dopplerverschiebungen sind somit immer mit einem gewissen systematischen Fehler behaftet.

Die Ausführungen in den beiden Abschnitten dieses Kapitels können und sollen keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben. Für detaillierte Informationen sei auf die Literatur verwiesen. Stellvertretend für eine große Anzahl an Lehrbüchern dazu seien hier die von Priest [1984], Zirin [1988] und Mariska [1992] genannt. Darüberhinaus finden sich zu den in Abschnitt 2.2 vorgestellten Verfahren weitere Details und Möglichkeiten zur Plasmadiagnostik in den zur Vorbereitung der SOHO Mission erstellten Reviews von Dwivedi [1994] und Mason and Monsignori Fossi [1994].

3 Spikulae: Beobachtungen und Modelle

Es ist im Rahmen dieser Arbeit notwendig, grundlegende Eigenschaften und Modelle von Spikulae zusammenzuführen und zu bewerten. Da Reviews zu diesem Thema schon mehr als 20 Jahre alt sind [Beckers, 1972; Athay, 1976] und ein solcher zu spikularen Strukturen im UV und EUV überhaupt nicht existiert, soll hier ein neuer, allgemeiner Review über Spikulae erarbeitet werden, der die alten und neuen Erkenntnisse zusammenfaßt. Abschnitt 3.1 beschäftigt sich dabei mit den bekannten Eigenschaften von Spikulae, wie sie aus erdgebundenen Beobachtungen im sichtbaren Teil des Spektrums gewonnen werden. Abschnitt 3.2 stellt physikalische Modelle zusammen, die als Ursache und Treiber von Spikulae vorgeschlagen sind. Spikulare Strukturen werden aber auch im UV und EUV beobachtet. Der Zusammenhang zwischen den traditionellen Spikulae und den EUV Spikulae wird immer noch kontrovers diskutiert, worauf im letzten Abschnitt näher eingegangen wird.

3.1 Beobachtungen

Seit der Entdeckung von jet-ähnlichen Strukturen am Limb durch Secchi im Jahre 1877, welche dann später von Roberts [1945] *Spikulae* genannt wurden, waren diese Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen. Sogar noch in heutiger Zeit gelten Spikulae durch ihre kleinen Dimensionen und ihre schnelle zeitliche Veränderung als eine der am schwierigsten zu beobachtenden Feinstrukturen auf der Sonne. Die traditionellen Spikulae sind am besten in den sichtbaren chromosphärischen Linien wie $H\alpha$, CaII H und K zu beobachten.

Spikulae sind zylinderförmige, jet-artige Strukturen, deren Höhe viel größer als ihr Durchmesser ist. Sie schießen chromosphärisches Material in die heiße, dünne Korona, welches entweder wieder zurückfällt oder in der Beobachtungslinie verschwindet. Ein typisches Bild von polaren Spikulae am Limb zeigt Abbildung 3.1. Wie die Abbildung deutlich zeigt, ist die Morphologie von Spikula zu Spikula sehr unterschiedlich. Alle folgenden Angaben verstehen sich daher als Durchschnittswerte.

Typische Höhen von Spikulae anzugeben ist nicht einfach, denn es gibt keine scharfe obere Grenze und es ist daher nicht klar, wie die Höhe einer Spikula definiert ist. Die meisten Autoren benutzen die Höhe, bei der das Spikula unsichtbar wird, als Referenzhöhe und geben sie meistens zwischen 5 000 und 10 000 km an. Nach Beckers [1972] liegen alle gemessenen Durchmesser von Spikulae zwischen 700 und 2 500 km. Eine aktuellere Arbeit von Nishikawa [1988] berichtet von 500 km als meist vorkommenden Durchmesser. Der Durchmesser variiert deutlich unter den einzelnen Spikula, aber heute wird angenommen, daß die meisten zwischen 400 und 1 500 km liegen. Die durchschnittliche Lebensdauer von Spikulae, die sich bis über 6 000 km erstrecken, wird mit 5 min angegeben. Spikulae, die wieder zur Photosphäre zurückfallen, können bis zu 15 min dauern [Beckers, 1972]. Als durchschnittliche Lebens-

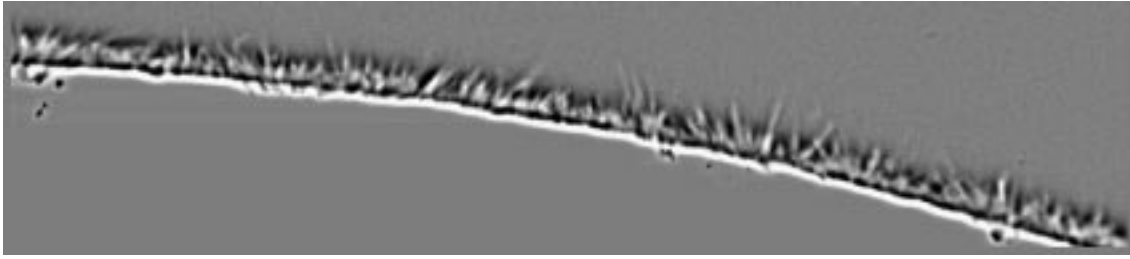


Abbildung 3.1: *Polare Spikulae in Emission, aufgenommen im Linienflügel von $H\alpha$ ($H\alpha - 0.65 \text{ \AA}$). Die Sonnenscheibe ist überbelichtet. Man erkennt deutlich einen Wald von Spikulae, die in die verschiedensten Richtungen schießen [freundliche Überlassung von H. Zirin, California Institute of Technology].*

dauer wird von vielen Autoren 5–10 min angegeben. Spikulae haben in der Regel eine von der Vertikalen verschiedene Orientierung. Mosher and Pope [1977] berichten von einer breiten Winkelverteilung mit 30° als meist vertretende Inkliniation. Keine der beobachteten Spikulae hat eine größere Inkliniation als 60° . Heristchi and Mouradian [1992] finden ebenfalls eine breite Winkelverteilung, geben aber 15° als meist vorkommenden Winkel zur Vertikalen an. Es wird allgemein angenommen, daß sich Spikulae entlang der lokalen Magnetfeldlinien bewegen. Nahe der Pole sind sie größer als am Äquator, was auf die offenen Magnetfeldlinien zurückzuführen ist. Äquatoriale Spikulae zeigen dahingegen eine größere Variation der Orientierung, was auf das Fehlen einer predominanten Richtung des Magnetfeldes hinweist. Dies könnte eine Erklärung für die Diskrepanz der oben zitierten Messungen der Inkliniation sein.

Die Bewegung von Spikulae wird von Beckers [1972] folgendermaßen beschrieben: *Spikulae entstehen in niedrigen Höhen, steigen mit einer scheinbaren Geschwindigkeit von 25 km/s entlang ihrer Achse auf, erreichen ihre maximale Höhe und verschwinden dann oder fallen mit ähnlichen Geschwindigkeiten wieder zurück.* Ob die scheinbare Geschwindigkeit auch der tatsächlichen Materialgeschwindigkeit entspricht (wie sie sich aus Dopplermessungen ergibt), war lange Zeit umstritten und ist auch heute noch nicht vollständig gesichert. Zum Beispiel untersuchen Heristchi and Mouradian [1992] scheinbare Geschwindigkeiten und finden einen Bereich von $0\text{--}60 \text{ km/s}$ bei aufsteigenden Spikulae mit einem Maximum bei 20 km/s . Die Messung der Dopplerverschiebung liefern eine ähnlich breite Verteilung, allerdings mit einem Maximum bei 40 km/s . Die Mehrzahl anderer Autoren findet allerdings eine Übereinstimmung der scheinbaren mit der wahren Geschwindigkeit und man geht davon aus, daß die scheinbare Geschwindigkeit eine tatsächliche Materialbewegung darstellt, welche meist mit $25\text{--}30 \text{ km/s}$ angegeben wird [Athay, 1976]

Eine noch größere Kontroverse besteht bei der Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeiten. Ältere Beobachtungen [z.B. Lippincott, 1957] berichten über eine konstante Geschwindigkeit während der gesamten Lebensdauer einer Spikula. Auch neuere Messungen bestätigen dies [Hasan and Keil, 1984]. Dies widerspricht der Anschau-

ung, daß das spikulare Material in der unteren Chromosphäre einmal beschleunigt wird und sich dann aufgrund der Gravitation entlang einer ballistischen Trajektorie bewegt. Die Anschauung eines ballistischen Fluges ist natürlich nur mit der Annahme gültig, daß die Dichte des spikularen Materials viel größer als die der Korona ist. Ansonsten hätte man es mit einem hydrodynamischen Problem zu tun. Darüberhinaus sind bei einer ballistischen Flugbahn sehr hohe Anfangsgeschwindigkeiten von 60–100 km/s notwendig, um die Spikulae auf die oben angegebene Höhe von 10 000 km zu katapultieren. Derartige Geschwindigkeiten sind aber nie beobachtet worden. Beobachtungen von Mottles (wahrscheinlich (!) Spikulae auf der Scheibe (s.u.)) von Suematsu et al. [1995] zeigen, daß die meisten Mottles auf einer ballistischen Trajektorie aufsteigen und auch wieder herunterfallen. Beobachtungen von polaren Spikulae am Limb von Zirin and Cameron [1998], die die meisten Spikulae bis zur ihrer maximalen Höhe aufsteigen und dann verschwinden sehen, stehen dazu im krassen Gegensatz. Nishikawa [1988] untersucht ebenfalls Spikulae am polaren Limb und findet große Anfangsgeschwindigkeiten von 80–100 km/s für vier isolierte Spikulae, wenn er dessen Bewegung an eine ballistische Parabel fittet. Allerdings können die Auf- und Abstiegsphasen auch getrennt an Geraden gefittet werden, was konstante Geschwindigkeiten von 30–50 km/s liefert. Er folgert, daß es nicht einfach ist, aus Beobachtungsdaten alleine zwischen dem konstanten und ballistischen Geschwindigkeitsmodell zu unterscheiden. Beide Fits werden von den Daten gut repräsentiert.

Es ist bis heute nicht gesichert, was für eine Trajektorie das spikulare Material tatsächlich beschreibt. Bei Beobachtungen von Spikulae auf der Scheibe, also in Äquatornähe, sieht man diese eher wieder zurückfallen und dabei näherungsweise eine ballistische Flugbahn beschreiben, während die am Pol eher verschwinden als zurückzufallen. Gegen das ballistische Modell sprechen aber eindeutig die benötigten hohen Anfangsgeschwindigkeiten, die nie beobachtet wurden. Die Diskrepanz zwischen der Dynamik polarer und äquatorialer Spikulae kann damit zusammenhängen, daß die polaren Spikulae größer sind und aufgrund des Magnetfeldes eine geringere Inklination besitzen, während die Spikulae auf der Scheibe geneigter sind, daher nicht so hoch reichen und deshalb auch wieder absinken können. Dies kann hier natürlich nur spekulativ sein und es muß geklärt werden, welcher Mechanismus für das Verschwinden in $H\alpha$ verantwortlich ist, um derartige Schlüsse ziehen zu können. Weitere Untersuchungen werden benötigt, um diese Frage endgültig zu klären.

Es wird auch berichtet, daß viele Emissionsspektren nicht parallel zur Dispersionsrichtung der verwendeten Spektrographen sind. Als Erklärung wird eine interne starre Rotation des spikularen Materials angenommen. Um gleichzeitig die beobachteten Linienbreiten und die Abweichung von der Dispersionsnormalen zu erklären, sind Rotationsgeschwindigkeiten von 25–30 km/s notwendig. Dies würde bei starrer Rotation hohe Fliekräfte an der Peripherie der Spikulae von bis zur sechsfachen Sonnenbeschleunigung zur Folge haben, daß dies unmöglich die Erklärung sein kann. Eine aktuelle Arbeit von Pishkalo [1994] geht eher davon aus, daß es sich um eine nicht-starre Rotation handelt. Beobachtungen von internen Rotationen bedürfen

noch der Bestätigung.

Beckers [1972] stellt als erster ein Modell von Dichte und Temperatur in Spikulae auf. Er benutzt dazu spektrale Informationen wie Intensität und Linienprofile der starken sichtbaren chromosphärischen Linien. In Tabelle 3.1 sind seine Ergebnisse zusammengefaßt. Die Temperatur steigt mit der Höhe um weniger als einen Faktor zwei über die gesamte spikulare Ausdehnung an. Dies ist insofern interessant, als die Temperatur in der spikularen Umgebung um 2 Größenordnungen ansteigt (Abbildung 2.2). Spikulae repräsentieren somit relativ kaltes Material. Die Dichte in Spikulae ändert sich weniger als eine Größenordnung mit der Höhe, während sich diese in der Umgebung um drei Größenordnungen ändert (Abbildung 2.2). Somit erhalten Spikulae chromosphärische Dichten bis in Höhen der unteren Korona. Beide Profile, sowohl das Temperatur- als auch das Dichteprofil sind relativ flach. Beckers [1972] geht von einer in horizontaler Richtung konstanten Dichte- und Temperaturverteilung aus. Braun and Lindsey [1987] benutzen Beobachtungen im infraroten Teil des Spektrums, um Elektronendichten in Spikulae unterhalb von 3 000 km Höhe zu bestimmen, wo die Werte von Beckers [1972] aufgrund der Überlappung einzelner Spikulae nicht mehr vertrauenswürdig sind. Sie finden bei 3 000 km vergleichbare und bei 2 000 km um den Faktor 1.4 höhere Dichten. Sie bestimmen eine im Vergleich zu Beckers [1972] viel niedrigere Temperatur für die gesamte Spikula zu 7 000 K. Darüberhinaus finden auch Matsuno and Hirayama [1988] viel niedrigere Temperaturen in Spikulae zwischen 5 000 und 8 000 K, bestätigen aber die Dichtewerte von Beckers [1972]. Während die Dichte in Spikulae offensichtlich keine so großen Unterschiede in verschiedenen Arbeiten aufweist, so scheint weniger Einigkeit darüber zu sein, welche Temperaturen in Spikulae herrschen.

Während man Spikulae am Limb hell erleuchtet sieht, da sie vor dem dunklen Hintergrund in Emission erscheinen, so ist es klar, daß sie vor der viel helleren Sonnenscheibe nur in Absorption sichtbar sind, d.h. dunkle Strukturen darstellen. Abbildung 3.2 zeigt eine Scheibenaufnahme in $H\alpha - 0.6 \text{ \AA}$ auf der man eine Vielzahl von dunklen, spikularen Strukturen erkennt. Diese Strukturen heißen *dunkle Mottles* und sind heute im allgemeinen dafür anerkannt, die Manifestierung von Spikulae auf der Scheibe zu sein, obwohl die Zuordnung noch nicht vollständig gesichert ist. Man erkennt in Abbildung 3.2, daß sich die Mottles in großen Strukturen formieren. Diese entsprechen den Rändern der supergranularen Zellen. Mottles haben ähnliche Eigenschaften wie Spikulae, wie Durchmesser, Lebensdauer und Höhe, und kommen ähnlich häufig vor [Tsiropoula et al., 1994; Tsiropoula and Schmieder, 1997]. Allerdings trifft dies

Höhe (1 000 km)	2	3	4	5	6	7	8	9	10
T_e (1 000 K)	9.0	10.9	12.6	14.1	15.0	15.6	16.0	16.3	16.5
N_e (10^{10} cm^{-3})	18.9	15.0	11.9	9.0	7.5	6.0	4.7	3.8	3.0

Tabelle 3.1: *Dichte und Temperaturen in Spikulae [nach Beckers, 1972].*

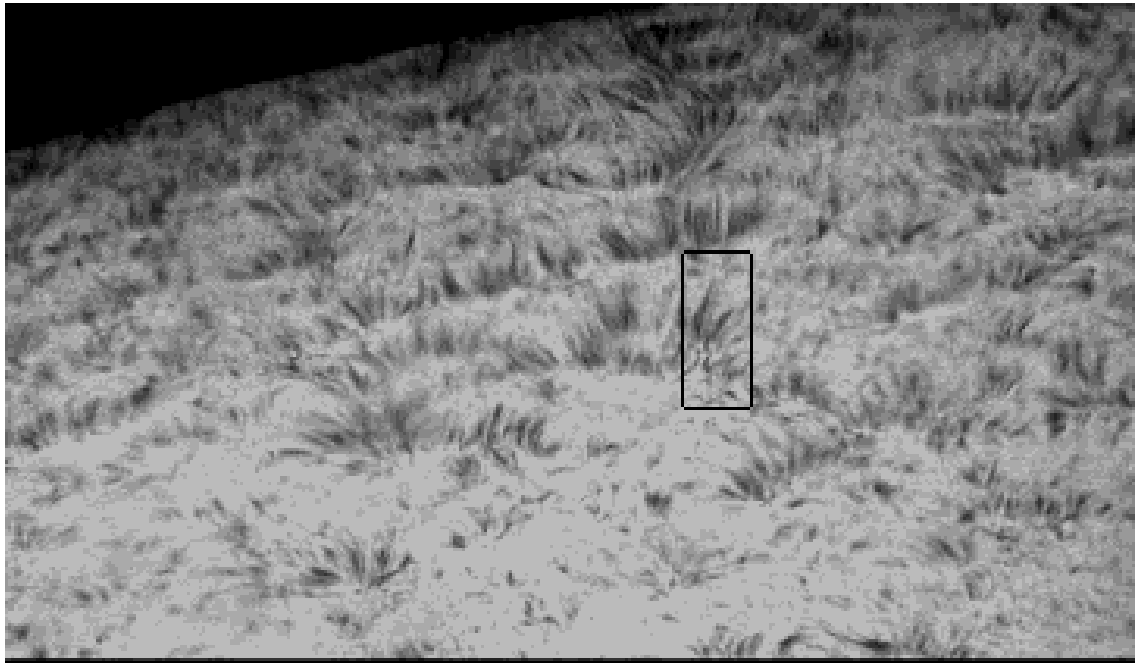


Abbildung 3.2: *Dunkle Mottles aufgenommen auf der Scheibe in $H\alpha - 0.6 \text{ \AA}$. Mottles gelten als Spikulae auf der Scheibe. Man sieht teilweise deutlich die Struktur des chromosphärischen Netzwerkes, das von den Mottles umrandet wird. Eingerahmt ist eine besonders große Mottle als Teil einer sogenannten Rosette [freundliche Überlassung von H. Zirin, California Institute of Technology].*

nicht für die Dopplergeschwindigkeiten in Mottles zu. Sie haben meist Geschwindigkeiten kleiner als 6 km/s und man sieht sie genauso häufig aufsteigen wie wieder herunterfallen [Grossmann-Doerth and Schmidt, 1992]. Über die Ursache der mangelnden Korrelation läßt sich nur spekulieren. So sieht man vielleicht unterschiedliche Teile der gleichen Struktur, oder gleiche Strukturen in unterschiedlichen Winkeln. Darüberhinaus zeigen Mottles auch ähnliche thermodynamische Eigenschaften wie Spikulae, mit einem geringfügigen Unterschied im thermischen Druck [Heinzel and Schmieder, 1994]. Aufgrund der überwiegenden Ähnlichkeiten geht man heute davon aus, daß Mottles und Spikulae die Manifestierung eines einzigen Phänomens ist.

Spikulae treten häufig in Gruppen auf und zeigen großskaliges Gruppenverhalten. Lippincott [1957] beschreibt dies als „Stachelschwein“- und „Weizenfeld“-Muster. Beim Stachelschwein-Muster gehen die Spikulae strahlenförmig von einem Punkt aus und bilden so eine bis zu 20 000 km breite Struktur am Limb. Dieses Muster ist wahrscheinlich mit der „Rosetten“- oder Büschel-artigen Strukturen der Mottles verwandt (siehe Kasten in Abbildung 3.2). Bei dem Weizenfeld-Muster haben alle Spikulae über eine Breite von 140 000 km die gleiche Orientierung. Beide Strukturen repräsentieren wahrscheinlich die lokale Magnetfeldkonfiguration, wobei das Stachelschwein-Muster mit der Magnetfeldtopologie der supergranularen Zellen zusammenhängt. Daß Spikulae bzw. Mottles im Zusammenhang mit starken Magnet-

feldern stehen, wird auch durch aktuelle Beobachtungen belegt [Suematsu, 1998]. Mottles und Spikulae kommen ausschließlich an den Rändern des chromosphärischen Netzwerkes der ruhigen Sonne vor und werden meistens in unipolaren Magnetfeldregionen generiert. Sie treten nicht in aktiven Regionen und Plages (helle Ränder aktiver Regionen) auf.

Welche Rolle Spikulae für die Energie- und Massenbilanz in der gesamten Sonnenatmosphäre spielen, läßt sich nur abschätzen, wenn man die Gesamtanzahl von Spikulae angeben kann. Beckers [1972] gibt für die Gesamtanzahl Π zu jeder Zeit auf der Sonne vorhandenen Spikulae für eine gegebene Höhe h

$$\Pi = 10^6 \exp\left(-\frac{h}{1750\text{km}}\right) \quad (3.1)$$

an. Die Anzahl von 10^6 Spikulae bei $h=0$ stimmt gut mit der totalen Anzahl der Granulen auf der Sonne von $6.3 \cdot 10^6$ überein. Aus Gleichung (3.1) folgt, daß Spikulae bei einer Höhe von 3000 km zu jeder Zeit etwa 1% der Sonnenoberfläche bevölkern, was als relatives Vorkommen in vielen Arbeiten angegeben ist. Daraus ergibt sich der kinetische Energiefluß durch Spikulae gemittelt über die gesamte Sonnenoberfläche zu

$$F_{kin} = 0.01 \cdot E_{kin} \cdot v = 0.01 \frac{1}{2} \rho v^3 \quad (3.2)$$

Mit typischen Parametern bei 7000 km Höhe von $N_e = 6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und $v=25 \text{ km s}^{-1}$ ergibt sich $F_{kin} = 8 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dies ist etwa zwei Größenordnungen kleiner als die gesamten Energieverluste der Korona (z.B. Wärmeleitungsverlust der Korona $\approx 600 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Dabei ist noch nicht berücksichtigt, daß das spikulare Material zum größten Teil auch wieder zurückfallen muß (s.u.) und dadurch der Korona wieder Energie entzieht. Die kinetische Energie von Spikulae spielt damit in der Energiebilanz der Chromosphäre–Korona Region eine untergeordnete Rolle. Nach Athay and Holzer [1982] kann aber die potentielle Energie, die Spikulae beim Aufsteigen gewinnen, eine Rolle in der Energiebilanz spielen. Sie betrachten große Mengen von Material, welche durch einen initialen Impuls im Gravitationsfeld der Sonne oberhalb der ballistischen Höhe geschossen werden und damit im Vergleich zum Energieinhalt des initialen Impulses potentielle Energie gewinnen. Diese Energie wird bei Rückkehr in die Chromosphäre durch Abbremsung in innere Energie umgewandelt. Athay and Holzer [1982] schätzen ab, daß in dieser Betrachtungsweise Spikulae eine fundamentale Rolle in der Energiebilanz zwischen Chromosphäre und Korona und für die Heizung der Chromosphäre spielen, und sie könnten sogar für die koronale Heizung verantwortlich sein, wenn sie Höhen von 50000 km überschreiten. Allerdings sind diese Höhen nie beobachtet worden, obwohl man natürlich nicht weiß, wie hoch das spikulare Material noch steigt, wenn es in $\text{H}\alpha$ verschwindet. Selbst wenn man davon ausgeht, daß EUV Spikulae die Fortsetzung von $\text{H}\alpha$ Spikulae darstellen (Abschnitt 3.3), so erreichen selbst diese derartige Höhen nicht. Darüberhinaus gibt es keinen Hinweis aus Beobachtungen, die diese Theorie stützt, so daß man davon ausgehen kann, daß Spikulae in der Energiebilanz eher eine untergeordnete Rolle spielen.

Der totale Massenfluß von Spikulae von $0.01N_e v$ liegt mit den obigen Parametern in der Größenordnung von $10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-2}$. Dies ist um zwei Größenordnungen größer als der Massenfluß des Sonnenwindes. Somit spielen Spikulae eine fundamentale Rolle bei der Massenbilanz zwischen Chromosphäre und Korona und stellen vielleicht sogar die Quelle für den Sonnenwind dar [Pneuman and Kopp, 1977]. Andererseits folgt daraus auch, daß der größte Teil des spikularen Materials wieder zurück in die Chromosphäre fließen muß, obwohl man es bis heute nicht unmittelbar beobachtet hat. Dies ist noch eine der offenen Fragen.

Dieser Abschnitt hat deutlich gemacht, daß Spikulae durch ihr Häufigkeit eine fundamentale Rolle in der Wechselwirkung zwischen Chromosphäre und Korona spielen. Während man davon ausgehen kann, daß sie weniger zur Energiebilanz und auch wahrscheinlich nicht zur koronalen Heizung beitragen (obwohl dies früher häufig erachtet wurde), so ist doch gesichert, daß sie eine wichtige Rolle in der Massenbilanz spielen. Vielleicht sind sie sogar von fundamentaler Bedeutung für die Beschleunigung des Sonnenwindes. Ein vollständiges Modell von Spikulae, welches ihre Ursache, ihre Kinematik und ihre Morphologie verträglich mit den Beobachtungen erklärt, könnte somit der Schlüssel für die Beschleunigung des Sonnenwindes sein.

3.2 Modelle von Spikulae

Eine Vielzahl von verschiedenen Mechanismen für die Ursache von Spikulae sind vorgeschlagen worden, aber nach nunmehr über 40 Jahren seit dem ersten Modell existiert noch keines, welches alle Phänomene von Spikulae beschreibt und dabei alle relevanten physikalischen Prozesse berücksichtigt. Es bestehen zwei grundlegende Schwierigkeiten, das richtige physikalische Modell zu finden: erstens sind die physikalischen Eigenschaften von Spikulae selbst ungewiß. Wie in Abschnitt 3.1 ausgeführt, liegen typische Durchmesser von Spikulae nahe dem räumlichen Auflösungsvermögen erdgebundener Observatorien und es sind nach wie vor grundlegende Fragen über ihre Morphologie offen, deren Antworten nur vage bekannt sind. Zweitens berücksichtigt die Mehrzahl von Modellen unterschiedliche physikalische Prozesse, so daß es oft schwierig ist, einen vernünftigen Vergleich zwischen zwei Modellen zu ziehen.

Was für Anforderungen müssen an ein Modell gestellt werden? Es sollte alle grundlegenden Phänomene von Spikulae reproduzieren und dabei sämtliche relevanten physikalischen Prozesse berücksichtigen. Diese sollen hier noch einmal stichpunktartig zusammengefaßt werden (Abschnitt 3.1):

- Höhe (5 000–10 000 km)
- Durchmesser (500–1 500 km)
- Geschwindigkeiten (konstante (?) Plasmageschwindigkeit von 25–30 km s⁻¹, keine ballistische Flugbahn (?))

- Lebensdauer (5-10 min)
- Massendichten ($0.5\text{--}2.5 \cdot 10^{-10} \text{ kg m}^{-3}$)
- Elektronendichten ($3\text{--}15 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$)
- Temperaturen (5 000–8 000 oder 10 000–15 000 K (?))
- Flache Dichte- und Temperaturprofile mit der Höhe
- Häufigkeit (1% der Sonnenoberfläche, $10^5\text{--}10^6$ Spikulae zu jeder Zeit)
- Vorkommen (ausschließlich an den magnetischen Rändern der supergranularen Zellen)
- sie bilden eine fundamentale Komponente der Chromosphäre (sie müssen „leicht“ zu produzieren sein, d.h. der physikalische Mechanismus sollte ein gängiger Prozess in der unteren Sonnenatmosphäre sein)

Im nächsten Abschnitt werden die grundlegenden physikalischen Prozesse bestehender Modelle in Worten beschrieben und, wenn möglich, ihre Vorhersagen mit Beobachtungen verglichen. So erhält man einen Überblick über die historische Entwicklung. In dem darauf folgenden Abschnitt werden die beiden am besten entwickelten Modelle im Detail vorgestellt und verglichen. Die in dieser Arbeit durchgeführte Datenanalyse soll dann u.a. Aufschluß darüber geben, welches der beiden Modelle die Daten adäquat beschreibt (Kapitel 6).

3.2.1 Überblick bestehender Modelle

Man kann die Modelle von Spikulae grob nach dem zugrunde liegenden physikalischen Mechanismus in vier Kategorien eingeteilt: Instabilitäten, magnetische Rekonnexion, hydrodynamische Stoßwellen und Alfvén Wellen. Diese Einteilung ist nicht immer eindeutig, da einige Modelle mehrere Prozesse berücksichtigen bzw. verkoppeln.

Instabilitäten

Einige der ersten Modelle nehmen Instabilitäten als treibenden Mechanismus für Spikulae an. Kuperus and Athay [1967] zeigen, daß sich durch thermische Leitung aus der Korona Wärmeenergie in der oberen Chromosphäre ansammelt, die durch Abstrahlung nicht vollständig abgebaut werden kann und so zu einem Anwachsen des Gasdruckes führt. Dies geschieht so lange, bis der Druck sich in jet-ähnlichen Strukturen entlädt. Die damit verbundene Instabilität ist der Rayleigh–Taylor Instabilität ähnlich. Kopp and Kuperus [1968] erweitern dieses Modell, indem sie die Magnetfeldtopologie oberhalb des chromosphärischen Netzwerkes berücksichtigen. Bessy and Kuperus [1970] und auch van Tend [1979] untersuchen die Morphologie

der nach diesem Modell resultierenden Jets in einer idealisierten, isothermen Chromosphäre. Es zeigt sich, daß diese weder die Dimensionen noch die physikalischen Bedingungen von beobachteten Spikulae repräsentieren.

Defouw [1970] zeigt, daß die Chromosphäre bei Überschreitung der Temperatur von 13 000 K konvektiv instabil wird und schlägt vor, daß Spikulae die Konsequenz dieser Instabilität sind. Allerdings konzentriert sich Defouw's Analyse mehr auf die notwendigen Bedingungen für das Eintreten der Instabilität als auf die Beschreibung der daraus resultierenden Bewegungen. Somit ist nicht klar, ob diese tatsächlich zu Spikulae führen.

Rekonnexion

Pikel'ner [1969] und Uchida [1969] sind die ersten, die Rekonnexion der Magnetfeldlinien als Ursache für Spikulae vorschlagen. Demnach sollen an der Basis der Spikulae Magnetfeldlinien unterschiedlicher Polarität neu verschmelzen und dabei Material in Form von Plasmoiden beschleunigen. Diese Plasmoiden identifizieren die Autoren als Spikulae. Die benutzten Modelle beider Autoren sind ähnlich, nur daß bei Uchida das Plasma zusätzlich durch den starken Magnetfeldgradienten beschleunigt wird. In dem Modell von Pikel'ner wird das Plasma zusätzlich durch Wellen geheizt. Die resultierenden Jets geben die Phänomenologie von Spikulae gut wieder. Blake and Sturrock [1985] vertreten die Position, daß Spikulae, Makrospikulae und Surges (große Massenauswürfe nach Flares) die Manifestierung des gleichen Phänomens auf unterschiedlichen Skalen ist. Um ein Mechanismus für alle drei Phänomene zu finden, greifen sie u.a. die Modelle von Pikel'ner und Uchida wieder auf. Sie finden, daß Uchida's Modell spikulare Höhen und Geschwindigkeiten nicht reproduzieren kann. Das Modell von Pikel'ner dahingegen reproduziert die kinematischen Eigenschaften von Spikulae (und auch von Surges) recht gut. Allerdings erscheint es nicht klar, welcher Mechanismus in Pikel'ner's Modell für den Zusammenhalt des spikularen Materials verantwortlich ist. Blake and Sturrock [1985] schlagen dabei das Vorhandensein zweier Magnetfeldkonfigurationen vor, bei denen die eine für die Rekonnexion und damit für die treibende Kraft und die andere für die Kollimation des Materials verantwortlich ist. Dies recht künstlich erstellte Magnetfeld verstößt allerdings gegen den letzten Punkt der obigen Forderungen an Spikulae-Modelle.

Auch in neuerer Zeit beginnt Rekonnexion als Mechanismus für Spikulae wieder Beachtung zu erlangen. Die Arbeit von Karpen et al. [1995] ist ein anfänglicher Versuch, unter Verwendung einer 2.5-dimensionalen Simulationen die verschiedensten chromosphärischen Eruptionen aufgrund von Rekonnexion zu verstehen. Auch Yokoyama and Shibata [1995] berichten über einen Zusammenhang von Rekonnexion in der Chromosphäre und Auswürfen von chromosphärischem Material. Allerdings sind diese Untersuchungen noch in den Anfängen und noch nicht spezifisch für Spikulae durchgeführt worden.

Leider besteht bei allen Rekonnexionsmodellen das Problem, daß zum einen an den Fußpunkten von Spikulae bis heute keine gegenpoligen Magnetfelder beobachtet wurden und zum anderen Rekonnexion bei weitem nicht so häufig auf der Sonne

gesehen wird, um für die $10^5 - 10^6$ Spikulae auf der Sonne aufzukommen. Dies kann natürlich einerseits auf unzureichende Beobachtungen zurückzuführen sein, aber auch ein Hinweis darauf sein, daß Rekonnexion nicht der treibende Mechanismus für Spikulae ist. Darüberhinaus ist Rekonnexion immer mit bi-direktionalen Jets verbunden. Auch dafür gibt es keine Hinweise aus Beobachtungen.

Hydrodynamische und Stoßwellenmodelle

Die Idee, daß Spikulae die Manifestierung einer vorbeilaufenden hydrodynamischen Stoßwelle ist, ist ursprünglich von Unno and Kawabata [1955] vorgeschlagen worden. In diesem Modell wird eine hydrodynamische Welle durch die turbulenten Bewegungen in der Konvektionszone erzeugt und breitet sich nach oben in die Chromosphäre aus. Da die Plasmadichte mit der Höhe abnimmt, die Wellenflußdichte bei gleichem Querschnitt aber konstant bleiben muß (dissipationsfreies Plasma angenommen), so wird die Störung des Geschwindigkeitsvektors immer größer und eine Stoßwelle bildet sich aus. Uchida [1961] erweitert diese Stoßwellentheorie, indem er die Wellen entlang des Magnetfeldes führt, um so die längliche Struktur der Spikulae zu erklären. Es ist bemerkenswert, wie früh die Grundidee der Wellengeneration in der Konvektionszone und das Aufstauen zu einer Stoßwelle aufkam und wie wenig sie sich von einigen späteren Modellen unterscheidet.

Verschiedene Autoren führen die Idee mit magnetohydrodynamische (MHD) Wellen weiter aus. Osterbrock [1961] nimmt an, daß Fast Moden in der Konvektionszone generiert werden, die aufwärts propagieren und sich in der unteren Chromosphäre zu Stoßwellen entwickeln. Dort koppeln sie ihre Energie in Stoßwellen der Slow Mode ein, die chromosphärisches Material aufwärts schießen und Spikulae generieren, indem sie die Übergangszone nach oben drücken. Parker [1964] spezifiziert den Prozeß der Generation der Wellen in der Photosphäre genauer und folgert, daß die Bewegung in den Granulen und Supergranulen in einem vertikalen Magnetfeld eher einem Monopol als dem sonst üblichen Quadrupol gleicht und es so zu einer erhöhten Produktion von magneto-akustischen Wellen (Fast Mode) kommt, die sich darüberhinaus auch hauptsächlich entlang des Magnetfeldes ausbreiten. Eine quantitative Ausführung dieser Theorie findet sich bei Wentzel and Solinger [1967]. Auch Unno et al. [1974] beschäftigen sich genauer mit den Effekten von akustischen Wellen, die entlang des Magnetfeldes geführt werden und so eine Manifestierung von Spikulae sein sollen. Eine Arbeit von Campos [1984] identifiziert Spikulae als Durchgang von akustischen Gravitationswellen und setzt die nahezu konstante Geschwindigkeit der Spikulae mit der Phasengeschwindigkeit der Wellen in Verbindung. Dies ist allerdings sehr ähnlich dem Modell, welches Hollweg [1982] entwickelt hat (s.u.).

Alle bis hier genannten Arbeiten diskutieren nur die Prinzipien der Generation von Spikulae und sind leider nicht detailliert genug, um ihre Gültigkeit zu überprüfen. Desweiteren gehen sie nicht auf alle Beobachtungsmerkmale von Spikulae ein und können so nicht als vollständiges Modellkonzept für Spikulae angesehen werden. Mit dem Beginn der achtziger Jahre konnten durch den Fortschritt der Rechnerleistungen immer mehr Modelle numerisch simuliert werden und wurden so immer vollständiger

und realistischer. Diese Ära ist nahezu zeitgleich, aber unabhängig voneinander mit drei verschiedenen Modellen von Suematsu et al. [1982], Hollweg [1982] und Hollweg et al. [1982] begonnen worden.

Suematsu et al. [1982] untersuchen die zeitliche Entwicklung eines Druckimpulses an der unteren Grenze der Chromosphäre numerisch in einem eindimensionalen Modell. In diesem hydrodynamischen Szenarium breitet sich der Impuls vertikal entlang des Magnetfeldes aus und entwickelt sich zu einer Stoßwelle. Diese trifft auf die Übergangszone und treibt sie mit hohen Geschwindigkeiten (≈ 55 km/s) auf spikulare Höhen. Das chromosphärische Material hinter der angehobenen Übergangszone identifizieren die Autoren als Spikula, da sie realistische Werte für die Dichte erhalten und die Dichte- und Temperaturprofile relativ flach sind. Allerdings besitzt das aufschießende Material aufgrund der adiabatischen Expansion eine etwas zu niedrige Temperatur. Da die Spikula nur mit einer einzigen Stoßwelle generiert wird, ist ihre Bewegung in diesem Modell ballistisch und zeigt zu hohe Geschwindigkeiten. Das Modell suggeriert aufgrund des Druckimpulses ein Aufleuchten in chromosphärischen Linien an der Basis der Spikula und die Autoren schlagen vor, daß *bright points*, die schon lange zuvor im Zusammenhang mit Spikulae beobachtet wurden, die Manifestierung dieses Mechanismus sind. Allerdings zeigen aktuelle Beobachtungen [Suematsu et al., 1995], daß solch ein Aufleuchten eher auftritt, nachdem die Spikula sich entwickelt hat und nicht gleichzeitig mit ihrer Entstehung. Das Modell berücksichtigt bis heute keine Ionisations- und Strahlungseffekte und behandelt das Magnetfeld nur als Führungsschiene mit konstanter Querschnittsfläche und bedarf daher noch einigen Weiterentwicklungen.

Das sogenannte *rebound shock* Modell wurde ursprünglich von Hollweg [1982] vorgeschlagen und im Laufe der Zeit immer weiter entwickelt [Sterling and Hollweg, 1988; Sterling and Mariska, 1990; Cheng, 1992a,b,c]. In dem Modell wird ein Geschwindigkeitsimpuls an der Basis einer starren magnetischen Flußröhre angenommen und die Entwicklung der Plasmaeigenschaften in der Flußröhre verfolgt, indem die hydrodynamischen Gleichungen numerisch gelöst werden. Hollweg [1982] und Sterling and Hollweg [1988] untersuchen die fundamentalen Eigenschaften des Systems unter Berücksichtigung der Vergrößerung des Flußröhrenquerschnitts, vernachlässigen dabei aber Effekte, die auf Strahlungsverluste, Wärmeleitung und Ionisation zurückzuführen sind. Da sie eine Anfangsstörung von etwa 1 km/s annehmen, was der Größenordnung der granularen Bewegung entspricht, betrachten sie das Zusammenschlagen von magnetischen Flußröhren („granular buffeting“) als eigentlichen Treiber der Spikulae. Dieser Mechanismus wurde auch schon zuvor von Roberts [1979] vorgeschlagen, der Spikulae als Resonanzerscheinung dieses Zusammenschlagens erklärt, nur daß sein Modell nicht zeitabhängig ist und somit weder Aussagen über das zeitliche Verhalten noch irgendwelche thermodynamischen Parameter machen kann. Ähnlich dem Modell von Suematsu et al. [1982] entwickelt sich die vom Geschwindigkeitsimpuls resultierende akustische Gravitationswelle zu einer Stoßwelle und treibt die Übergangszone nach oben. Allerdings entwickelt sich bei Hollweg [1982] eine ganze Kaskade von Stoßwellen. Diese sogenannten rebound shocks resul-

tieren daher, daß etwas von dem angehobenen Material aufgrund der Gravitation wieder nach unten sinkt und dann wieder nach oben propagiert. Eine akustische Gravitationswelle kleiner Amplituden (linear) zieht einen oszillierenden Hohlraum („wave wake“) hinter sich her. Die nun hier auftretenden rebound shocks sind eine Konsequenz dieses oszillierenden Hohlraums im nicht-linearen Fall. Jeder dieser Stoßwellen trifft nacheinander auf die Übergangszone und hebt sie so stufenweise an. Jede einzelne Anhebung entspricht wie bei Suematsu et al. [1982] einer ballistischen Bahn, nur die Bahn aller Anhebungen insgesamt ist davon verschieden, so daß keine hohen Anfangsgeschwindigkeiten notwendig sind. Das chromosphärische Material hinter der aufsteigenden Übergangszone repräsentiert durch seine mittlere Geschwindigkeit, seiner Dichte und den relativ flachen Dichte- und Temperaturprofilen gut die beobachteten Eigenschaften von Spikulae. Sterling and Hollweg [1988] erweitern das Modell und untersuchen den Einfluß verschiedener Anfangsparameter auf die resultierende Spikula und können so eine ganze Reihe von Spikulae unterschiedlicher Morphologie erzeugen. Außerdem untersuchen sie Langzeiteffekte des oszillierenden Hohlraums und finden heraus, daß die Spikula nicht wieder zurückfällt, sondern sich ein neues hydrostatisches Gleichgewicht einstellt. Sterling and Mariska [1990] stellen fest, daß dies eine Konsequenz der Nichtberücksichtigung des Strahlungsverlustes ist und erweitern das Modell dahingehend (allerdings nur mit einer sehr groben Beschreibung). Mit diesem neuen Modell ist es aber schwierig, Spikulae auf realistische Höhen zu katapultieren. Auch ein adäquates Temperaturprofil läßt sich so nicht gewinnen. Cheng [1992 a,b] implementiert eine bessere Beschreibung des Strahlungsverlustes und berücksichtigt auch Ionisationsprozesse. Seine Simulationsergebnisse zeigen eine bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Allerdings berücksichtigt er nur eine Flußröhre mit konstanter Querschnittsfläche.

Während bei den vorhergehenden Modellen immer nur eine lokalisierte Quelle angenommen wird, untersuchen Andreev and Kosovichev [1994] die Auswirkungen einer über mehrere hundert Kilometer vertikal ausgedehnten, externen Druckquelle auf eine Flußröhre. Dies ist in der Tat bei den komplexen Wechselwirkungen zwischen Plasma und Magnetfeldern an den Rändern der supergranularen Zellen nicht unrealistisch. Sie benutzen eines dem rebound shock ähnlichen Modell unter Berücksichtigung von Strahlungsverlusten und erhalten so Spikulae mit durchaus realistischen Höhen und Geschwindigkeiten, die auch sonst gut mit Beobachtungen vergleichbar sind.

Statt wie bei Suematsu et al. [1982] einen Druckimpuls in der unteren Atmosphäre anzunehmen, untersuchen Shibata et al. [1982] die Auswirkungen eines Druckimpulses in der oberen Chromosphäre, um die Entstehung von Surges zu simulieren. Sterling et al. [1993] führen unter Berücksichtigung von Wärmetransport und Strahlungsverlusten eine Reihe von Simulationen dazu durch und sind die ersten, die die Ergebnisse dieses Szenariums als Spikulae identifizieren. Strukturen mit spikularen Eigenschaften resultieren dann, wenn die angenommene Druckquelle hinreichend räumlich ausgedehnt ist, so daß die mittlere und obere Chromosphäre instantan aufgeheizt wird. Die Autoren schlagen Rekonnexion zwischen kleinen magnetischen

Dipolen und dem vertikalen Netzwerkfeld als mögliche Heizursache vor. Das aufgeheizte Gas expandiert in die Korona und in einigen Fällen entstehen Strukturen, deren Höhe, Dichte und Temperatur (Werte und Profile) mit denen von Spikulae vergleichbar sind. Dadurch, daß das direkt aufgeheizte Plasma die Spikula bildet, treibt der Druckgradient das Plasma entgegen der Gravitation nach oben, was eine nicht-ballistische Trajektorie zur Folge hat. Dieses Modell braucht die Aufweitung des Flußröhrenquerschnitts nicht zu berücksichtigen, da sie in dieser Höhe keine Rolle mehr spielt. Allerdings hat auch dieses Modell ein ähnliches Problem wie das von Suematsu et al. [1982], da es ein Aufleuchten vor der Spikulaegeneration voraussagt, entgegen den Untersuchungen von Suematsu et al. [1995], die ein solches gerade danach beobachten. Darüberhinaus ist die vorgeschlagene Energiequelle für den Druckimpuls sehr spekulativ und es ist fragwürdig, ob dieser Mechanismus ein allgemeiner der Chromosphäre ist (letzter Punkt in den Forderungen oben).

Alfvén Wellen

Viele Autoren versuchen, Spikulae mit Alfvén Wellen als Treiber zu simulieren. Ähnlich wie bei dem rebound shock Modell übt die granulare Bewegung in der Photosphäre eine jetzt torsionale Geschwindigkeitsstörung auf die magnetische Flußröhre aus. Hollweg et al. [1982] finden heraus, daß solch eine Störung von der Größenordnung 1–3 km/s an der Basis der Flußröhre vertikal propagierende Alfvén Wellen in der Flußröhre treiben kann. In nicht-linearer Betrachtung steilen sich diese auf und bilden Fast Moden Stoßwellen, die die Übergangszone nach oben treiben. Hollweg [1992] führt ähnliche Untersuchungen unter Berücksichtigung von Stoßwellen der Slow Mode durch, die sich zusätzlich zu den Stoßwellen der Fast Moden ausbilden und dem alfvénischen Impuls folgen. Obwohl diese Betrachtungen keine Strahlungsverluste berücksichtigen, sind die resultierenden Strukturen nicht immer groß genug und manchmal auch zu kühl um Spikulae zu repräsentieren. Kudoh and Shibata [1996] erweitern die Simulation mit einer kontinuierlichen Quelle für Alfvén Wellen mit zufallsverteilten Amplituden, welche das Zusammenschlagen der granularen Flußröhren sicherlich am besten beschreibt. Sie erhalten realistischere Spikulae, obwohl die größten Höhen von 10 000 km nicht erreicht werden. Mariska and Hollweg [1985] erweitern die Modelle, indem sie Strahlungsverluste und Wärmeleitung mitberücksichtigen. Sie finden heraus, daß sich die Morphologie der Strukturen in Bezug auf Spikulae eher verschlechtert. Allerdings betrachten Mariska and Hollweg [1985] typische Atmosphärenparameter einer aktiven Region im Gegensatz zu den vorherigen Arbeiten, die eine Atmosphäre der ruhigen Sonne zugrunde legen. Spikulae werden in aktiven Regionen aber nicht beobachtet. Darüberhinaus benutzen Mariska and Hollweg [1985] nur eine Flußröhre konstanten Querschnitts, während die anderen Autoren eine sich mit der Höhe verbreiternde Flußröhre betrachten. Cargill et al. [1997] verwenden ein ähnliches Alfvén Wellen Szenarium unter Benutzung eines zweidimensionalen MHD Codes ohne Berücksichtigung von Strahlungsverlusten und Wärmeleitung. Auch sie benutzen eine Anfangskonfiguration vergleichbar der einer aktiven Region und finden keine zufriedenstellende Spikulae. Es läßt sich also folgern, daß noch weitere Arbeiten an diesem Modell in der Zukunft bezüglich der

Generation von Spikulae durchgeführt werden müssen. Allerdings läßt sich vermuten, da die resultierenden Spikulae bei fehlenden Strahlungsverlustprozessen schon zu klein und kalt sind, daß sich bei Berücksichtigung dieser die Situation eher verschlechtert. Eine Behandlung von Ionisationseffekten steht darüberhinaus noch aus.

Haerendel [1992] schlägt ebenfalls ein Modell vor, bei dem Spikulae von Alfvén Wellen getrieben werden, legt aber im Vergleich zu den oben genannten Modellen einen völlig anderen physikalischen Mechanismus zu Grunde: die Dämpfung von Alfvén Wellen durch Stöße zwischen Ionen und Neutralteilchen. Auch in seinem Modell werden Alfvén Wellen in der Photosphäre, etwa durch Bewegungen in den Granulen generiert, die entlang des Magnetfeldes aufwärts propagieren. Durch das Vorhandensein von Neutralteilchen in der Chromosphäre kommt es, ähnlich wie in der irdischen Ionosphäre, zu einer Dämpfung der Wellen in einem schmalen Frequenzband, die zusätzlich eine mittlere nach oben gerichtete Nettokraft auf das Plasma ausübt. Wellen höherer Frequenzen werden zu schnell gedämpft, während Wellen niedrigerer Frequenz mit nur geringer Wechselwirkung bis in die Korona propagieren. Einfache Parameterabschätzungen von Haerendel [1992] zeigen, daß diese Nettokraft die Gravitationskraft überwinden kann und zu einer nicht ballistischen Bahn des Plasmas führt, welches Temperaturen in der Größenordnung von 15 000 K annimmt. De Pontieu [1996] führt mit diesem Modell 1.5 dimensionale numerische Simulationen durch. Dabei entwickelt er zwei verschiedene numerische Modelle: ein nicht-lineares hydrodynamisches Modell, welches mit den analytischen Ausdrücken der Wellendämpfungskraft und -heizung ergänzt wird und ein nicht-lineares MHD Modell. Er berücksichtigt Effekte durch Ionisation und Strahlungsverluste (letzteres allerdings nicht beim MHD Modell), vernachlässigt aber Wärmeleitungsprozesse. Die Simulationsergebnisse zeigen Strukturen, die in den meisten Charakteristiken mit Spikulae übereinstimmen.

Man kann zusammenfassend sagen, daß in der Vergangenheit eine Vielzahl von Modellen für die Generation von Spikulae vorgeschlagen worden sind, aber noch keines der hier vorgestellten Modelle alle beobachteten Phänomene von Spikulae unter Berücksichtigung aller relevanten physikalischen Prozesse erklärt. Die Modelle, die die erfolgsversprechendsten Resultate liefern und dabei am weitesten entwickelt sind, sind zweifelslos das rebound shock und das Alfvén Wellen Dämpfungs Modell. Diese sollen im folgenden Abschnitt detaillierter vorgestellt werden.

3.2.2 Rebound Shock und Alfvén Wellen Dämpfung: zwei Modelle im Detail

In dem rebound shock Modell [Hollweg, 1982; Sterling and Hollweg, 1988; Sterling and Mariska, 1990; Cheng, 1992a,b,c] werden die hydrodynamischen Gleichungen in einer Flußröhre betrachtet. Der Kanalisierungseffekt des Magnetfeldes B hat zur Folge, daß die Gleichungen nur in einer Dimension mit Variationen entlang der Feldlinie in z -Richtung betrachtet werden müssen. Die Querschnittsfläche $A(z)$ ist dabei

eine Funktion der Höhe z in dem Sinne, daß $B \cdot A(z)$ konstant ist. Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie lauten in dieser Geometrie

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v A) = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v A) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v^2 A) = A \left(-\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \right) + AF \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(EA) + \frac{\partial}{\partial z}(EvA) = -\rho v Ag - \frac{\partial}{\partial z}(pvA) + AS_{\text{total}} \quad (3.5)$$

Dabei ist p der Gasdruck, g die Sonnenbeschleunigung, S_{total} die Zusammenfassung sämtlicher externer Energiequellen und -senken und F noch andere zu berücksichtigende Kräfte. Die Gesamtenergie E setzt sich dabei wie folgt zusammen:

$$E = \frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + E_{\text{ion}} \quad (3.6)$$

E_{ion} ist die mit Ionisationsprozessen verbundene Energie und γ der Adiabatenexponent.

In den Arbeiten von Hollweg [1982] und Sterling and Hollweg [1988] werden diese Gleichungen mit $F = 0$, $S_{\text{total}} = 0$ und $E_{\text{ion}} = 0$ numerisch gelöst. Sie berücksichtigen eine realistische Variation von $A(z)$. Die nicht-linearen Glieder in den Gleichungen liefern das Ergebnis des im vorigen Abschnitts beschriebenen rebound shocks. Interessant ist auch eine lineare Behandlung obiger Gleichung für eine Flußröhre konstanten Querschnittes. Dies führt zu einer Wellengleichung der Form einer Klein-Gordon-Gleichung. Deren Lösung führt bei einer impulsiv angeregten Welle in der Flußröhre zu einer Wellenfront, die mit einer charakteristischen Phasengeschwindigkeit der Flußröhre aufwärts propagiert und einen Hohlraum hinter sich herzieht, der mit einer von der Geometrie der Flußröhre abhängigen Frequenz auf und ab schwingt [Rae and Roberts, 1982]. Die nicht-lineare Entwicklung dieser Hohlraumschwingung liefert den rebound shock. Ein Ergebnis aus diesen Arbeiten ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Dort erkennt man die Übergangszone, wie sie im Laufe der Zeit von einer Reihe von Stoßwellen aufwärts getrieben wird.

Sterling and Mariska [1990] erweitern diese Simulationen, indem sie Wärmeleitung und Strahlungsverlust berücksichtigen, d.h. sie benutzen $S_{\text{total}} = S_L - L_s$, aber weiterhin $E_{\text{ion}} = F = 0$. Dabei ist

$$S_L = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.7)$$

mit κ als Wärmeleitfähigkeit entlang des Magnetfeldes (die senkrecht zum Feld ist demgegenüber vernachlässigbar). Die Temperatur in ihrem Modell genügt der idealen Gasgleichung

$$p = NkT \quad (3.8)$$

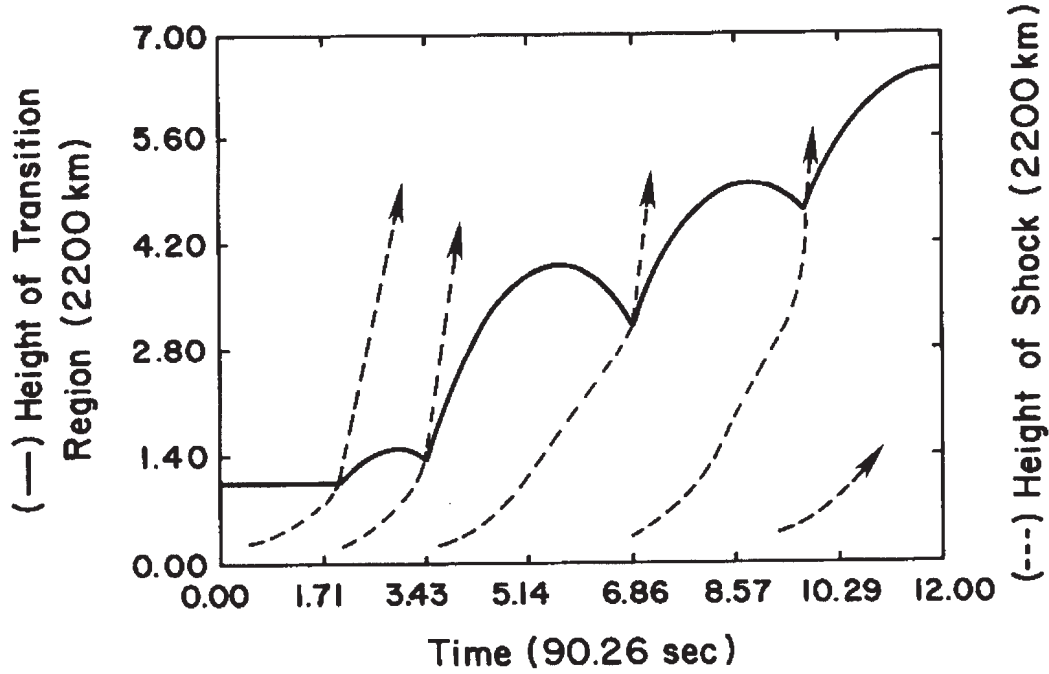


Abbildung 3.3: Höhe der Übergangszone (durchgezogene Linie) mit der Zeit. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Trajektorien der rebound shocks [Sterling and Hollweg, 1988].

N ist dabei die Teilchenanzahldichte. Die Strahlungsverluste werden durch

$$L_s = N_e N(H^+) Q_s(T) \quad (3.9)$$

modelliert, wobei $Q_s(T)$ die temperaturabhängige Strahlungsverlustfunktion für optisch dünne Plasmen ist, die bei gegebener Temperatur die Abstrahlung sämtlicher Linien aller vorhandenen Ionen berücksichtigt (Abbildung 5.17). Diese Funktion wurde von einer Reihe von Autoren evaluiert [z.B. Rosner et al., 1978] und wird in Abschnitt 5.6.2 detaillierter behandelt (Abbildung 5.17). Wie oben beschrieben, liefert dieses Modell keine zufriedenstellenden Spikulae, da aufgrund der Strahlungsverluste die nach der ersten Stoßwelle folgenden rebound shocks so schwach sind, daß keine großen Höhen und Temperaturen mehr in den resultierenden Strukturen erreicht werden.

Cheng [1992a,b] erweitert S_{total} noch weiter in der Form, daß er auch Absorptionsprozesse berücksichtigte: $S_{\text{total}} = S_L - L_s + S_a$. Dabei ist die Heizung des Plasmas durch Absorption gegeben durch

$$S_a = N_e N(H^+) Q_a(T) \quad , \quad (3.10)$$

wobei Q_a analog zu Gleichung (3.9) die gebunden-frei und frei-frei Absorptionen von Wasserstoff beinhaltet. Außerdem berücksichtigt Cheng [1992a] die Ionisation von Wasserstoff ($E_{\text{ion}} = N(H^+) \cdot 13.6 \text{ eV}$ in Gleichung (3.6)), indem er die Elektronendichte N_e und die Temperatur mit Hilfe der Saha-Gleichung numerisch bestimmt.

Auf das genaue Verfahren soll hier aber nicht weiter eingegangen werden. Weitere externe Kräfte benutzt er nicht ($F = 0$). Darüberhinaus benutzt Cheng [1992b] eine weitaus bessere Beschreibung der Strahlungsverluste, da in der optisch dichten Chromosphäre der Strahlungsverlust nach Gleichung (3.9) keine adäquate Beschreibung ist. Er berücksichtigt den Strahlungsverlust dort, indem er die Strahlungstransport- und statistischen Gleichgewichtsgleichungen für die zwei in dieser Region repräsentativen Linien MgII K und Ly α löst. Auch dieses Verfahren soll hier nicht näher erläutert werden. Mit dieser erweiterten Modellierung wird der totale Strahlungsverlust im Vergleich zu der Arbeit von Sterling and Mariska [1990] herabgesetzt und die rebound shocks sind wieder stark genug, um die Übergangszone auf spikulare Höhen und die Strukturen auf entsprechende Temperaturen zu bringen. Leider behandelt Cheng [1992a,b,c] nur einen konstanten Flußröhrenquerschnitt $A(z) = A = \text{konst.}$, aber nichtsdestotrotz ist das rebound shock Modell in dieser Form das meist entwickelte und allgemein anerkannte Spikulae-Modell.

Haerendel [1992] entwickelt ein Spikulae-Modell, welches auch Wellen als Treiber von Spikulae annimmt, aber der Impulsübertragungsmechanismus ein völlig anderer ist. Er postuliert durch Ionen-Neutralgas Kopplung gedämpfte Alfvén Wellen als Treiber. Dazu geht er von folgenden Grundgleichungen aus:

$$m_j N_j \frac{d\vec{v}_j}{dt} = e N_j (\vec{E} + \vec{v}_j \times \vec{B}) - \sum_k N_j \nu_{jk} (\vec{v}_j - \vec{v}_k) \quad (3.11)$$

$$\vec{j} = e N_e (\vec{v}_i - \vec{v}_e) \quad (3.12)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (3.13)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} . \quad (3.14)$$

Dabei ist N_j die Teilchenanzahldichte der j -ten Teilchenspezies (Elektronen, Ionen oder Neutralteilchen), \vec{v}_j deren Geschwindigkeit, e die Elementarladung, ν_{jk} die Stoßfrequenz zwischen den Spezies j und k , \vec{j} die Stromdichte und \vec{E} bzw. \vec{B} das elektrische bzw. magnetische Feld. So repräsentieren die Gleichungen in der Reihenfolge die Impulserhaltung, die Definition der Stromdichte und das Ampère'sche und Faraday'sche Gesetz, wobei im ersteren der Verschiebungsstrom vernachlässigt ist (Näherung kleiner Frequenzen). Diese Gleichungen werden linearisiert, wobei das Hintergrundmagnetfeld homogen in z -Richtung angenommen wird: $\vec{B} = B_0 \hat{z}$. Für die Störgrößen wird dann ein Wellenansatz angenommen, so daß

$$\{E_x, b_y, v_x, v_y\} \sim \exp(ik_z z - i\omega t) . \quad (3.15)$$

Dabei ist ω die Frequenz und k_z die Wellenzahl in z -Richtung der Welle. Aus Gleichung (3.11) und (3.12) läßt sich dann unter Berücksichtigung verschiedener Näherungen

$$j_x = \frac{\rho_{tot}}{B_0^2} i\omega \left(1 - i \frac{\rho_n}{\rho_{tot}} \frac{\omega}{\nu_{ni}} \right) E_x \quad (3.16)$$

ableiten. Dabei ist $\rho_{tot} = \rho_i + \rho_n$ die Gesamtmassendichte und $\rho_n = m_n N_n$ die Massendichte der Neutralteilchen. Aus Gleichung (3.13) und (3.14) läßt sich leicht die Wellengleichung für das elektrische Feld konstruieren, was dann mit dem Wellenansatz (3.15) und der Stromdichte aus (3.16) zu folgender Dispersionsrelation führt:

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = v_{ph}^2 = v_A^2 \left(1 - i \frac{\rho_n}{\rho_{tot}} \frac{\omega}{\nu_{ni}}\right) . \quad (3.17)$$

Dabei ist zu berücksichtigen, daß in die Alfvén Geschwindigkeit v_A die Gesamtmassendichte ρ_{tot} eingeht, d.h. die Präsenz von Neutralteilchen vermindert die Alfvén Geschwindigkeit. Der Imaginärteil in der Dispersionsrelation (3.17) zeigt, daß es zur Wellendämpfung kommt, die auf die endliche Dauer der Kopplung zwischen Ionen und Neutralteilchen zurückzuführen ist. Bei einem vollständig ionisierten Plasma verschwindet der Imaginärteil und (3.17) geht in die bekannte Dispersionsrelation von Alfvén Wellen über. Diese Dämpfung erlaubt es, Impuls von der Welle auf das Plasma zu übertragen. Dieser Übertrag soll nun bestimmt werden. b_y kann aus dem Ampère'schen Gesetz (3.13) unter Berücksichtigung der Inhomogenität des Hintergrundmediums berechnet werden [De Pontieu, 1996]:

$$b_y = \frac{1}{i\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{E_x}{v_A} \left(1 + i \frac{\omega}{2\nu_{ni}} \frac{\rho_n}{\rho_{tot}}\right) . \quad (3.18)$$

Damit folgt dann die über eine Wellenperiode gemittelte Lorentzkraft $\vec{j} \times \vec{B}$

$$\overline{F_z} = \overline{j_x b_y} = \frac{\rho_n}{B_0^2} \frac{\omega^2}{2\nu_{ni} v_A} \overline{E_x^2} , \quad (3.19)$$

oder, wenn man noch $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}_0$ berücksichtigt

$$\overline{F_z} = \rho_n \frac{\omega^2}{2\nu_{ni} v_A} \overline{v_y^2} . \quad (3.20)$$

Das bedeutet, daß durch die Wellen eine Nettokraft in z -Richtung auf das Plasma ausgeübt wird. Dies ist die sogenannte *nicht-lineare ponderomotorische Kraft*, die schon von Hollweg [1978] auf verschiedene Phänomene im Sonnenwind angewendet wurde und nach Allen et al. [1990] für signifikanten Massentransport in der Erdmagnetosphäre verantwortlich ist. Im ungedämpften Fall würde sich diese zu Null mitteln. Allein die Präsenz der Neutralteilchen und deren endliche Stoßzeiten mit den Ionen liefern eine von Null verschiedene Kraft, die immer in Wellenausbreitungsrichtung zeigt. Nun ist es einfach, die mittlere Energiedissipationsrate $\overline{H_w}$ zu bestimmen

$$\overline{H_w} = \rho_n \frac{\omega^2}{\nu_{ni}} \overline{v_y^2} = \overline{j_x E_x} = 2v_A \overline{F_z} . \quad (3.21)$$

Haerendel [1992] postuliert die Kraft aus Gleichung (3.20) als Treiber für Spikulae. Um dies zu überprüfen, setzt er diese gleich der Gravitationskraft $\rho_{tot}g$ auf der Sonne

und nimmt in Gleichung (3.20) typische Parameter für Spikulae an: $B_0 = 10$ G, $N_i = 3.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $N_n = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und $\nu_{ni} \approx 70$ Hz. Er erhält so

$$\overline{v_y^2} = \left(\frac{17.8 \text{ km/s}}{f} \right)^2, \quad (3.22)$$

wobei f die Wellenfrequenz in Hertz ist. Nimmt man nun an, daß die Geschwindigkeitsamplitude unterhalb der lokalen Alfvén Geschwindigkeit bleibt (100 km/s mit obigen Parametern), so muß die Frequenz 0.18 Hz überschreiten. Andererseits sollten die Wellen auch nicht zu schnell gedämpft werden, damit sie das Plasma noch auf typische Spikulenhöhen von 10 000 km treiben können. Das bedeutet

$$\frac{v_A}{\Im(v_{ph})} = 2v_A \frac{\rho_{tot}}{\rho_n} \frac{\nu_{ni}}{\omega} \leq 10\,000 \text{ km}, \quad (3.23)$$

was $f \leq 0.6$ Hz impliziert. So gibt es ein schmales Frequenzband, in dem gedämpfte Alfvén Wellen spikulares Plasma entgegen der Gravitationskraft aufwärts treiben können. Weiterhin schätzt Haerendel [1992] die dissipierte Energie mit Gleichung (3.21) ab, indem er annimmt, daß die aufreibende Kraft hauptsächlich durch die Gravitationskraft kompensiert wird und erhält damit

$$\overline{H_w} \approx 2v_A \rho_{tot} g = 4.4 \cdot 10^{-3} \text{ Jm}^{-3}\text{s}^{-1}. \quad (3.24)$$

Dieser Energiezuwachs wird hauptsächlich durch Strahlungsverluste balanciert, so daß ein Gleichsetzen mit Gleichung (3.9) eine Temperatur von der Größenordnung 15 000 K liefert, was in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen ist. Haerendel's [1992] Modell überzeugt durch seine Simplität, allerdings liefert er nicht mehr als die hier vorgestellten Parameterabschätzungen und bleibt somit den Beweis schuldig, ob die resultierenden Strukturen tatsächlich spikulare Eigenschaften haben.

De Pontieu [1996] führt auch numerische Simulationen dazu durch. Er benutzt dabei die Gleichungen (3.3) bis (3.6), wobei er die Effekte der Ionisation mit berücksichtigt ($E_{ion} = N_e \cdot 13.6 \text{ eV}$). Auf Details dazu soll hier aber nicht eingegangen werden. Er implementiert das Modell von Haerendel [1992], indem er $F = \overline{F_z}$ in Gleichung (3.4) verwendet und für S_{total} in Gleichung (3.5)

$$S_{total} = \overline{H_w} + v\overline{F_z} + H_{bg} - L_s \quad (3.25)$$

ansetzt. Dabei ist $v\overline{F_z}$ die Arbeit, die die Welle an dem Plasma verrichtet, H_{bg} eine Hintergrundheizrate und L_s der Energieverlust durch Strahlung. Für letzteres verwendet De Pontieu [1996] sowohl die optisch dünne Näherung nach Gleichung (3.9) sowie den exakteren optisch dichten Fall analog zu Cheng's [1992b] Ansatz. Er berücksichtigt keine Wärmeleitung. Die Ergebnisse der Simulationen zeigen, daß tatsächlich spikulare Strukturen entstehen und das Modell von Haerendel [1992] durchaus zu dem rebound shock Modell konkurrenzfähig ist. Diese beiden Modelle stellen bis heute die meist akzeptierten Modelle für Spikulae dar.

3.3 Spikulae in UV und EUV

Abschnitt 3.1 hat gezeigt, daß der Massenfluß in die Korona durch Spikulae um zwei Größenordnungen größer als der Massenfluß des Sonnenwindes ist. Daraus folgt, daß der größte Teil des spikularen Materials wieder zurück in die Chromosphäre fließen muß. Nur sieht man ein Zurückfallen, zumindest in den polaren Gebieten, bei den wenigsten Spikulae. In den UV und EUV Linien der Übergangszone wird eine systematische mittlere Rotverschiebung im chromosphärischen Netzwerk beobachtet, welche auf einen großskaligen abwärts gerichteten Fluß von Material mit einer Temperatur der Größenordnung von 100 000 K hindeutet. Eine der ersten Beobachtungen dieser Rotverschiebung wird von Doschek et al. [1976] gemacht. Sie untersuchen Dopplerverschiebungen der SiIV, CIV, OIV, NV und OV Linien relativ zu chromosphärischen Linien. Außer der OV Linie zeigen alle anderen Linien eine relative mittlere Rotverschiebung mit einer Geschwindigkeitsamplitude bis zu 15 km/s. Spätere Beobachtungen wie z.B. die aktuellen Messungen von Brekke et al. [1997] und Chae et al. [1998] mit SUMER auf SOHO bestätigen diesen Trend auch für weitere Linien der Übergangszone mit ähnlichen Amplituden zwischen 5 und 15 km/s. Diese systematische Rotverschiebung wird nur in Linien der Übergangszone und nicht in koronalen Linien beobachtet.

Ein abwärtiger Massenfluß von 8 km/s multipliziert mit einer typischen Elektronendichte von 10^{10} cm^{-3} und der Oberfläche der Sonne ergibt eine obere Grenze für den gesamten abwärtigen Elektronenfluß von $8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dies auf den wahren Elektronenfluß zu korrigieren ist nicht trivial, da nicht klar ist, wie groß der relative Anteil der Regionen mit Abfluß zur Gesamtoberfläche der Sonne ist. Abschätzungen des Korrekturfaktors reichen von $8 \cdot 10^{14}$ bis $1.3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ für den abwärtigen Massenfluß [Feldman et al., 1979; Dere et al., 1984; 1987]. Ohne aufwärts fließendes Material würde dieser die Korona in einigen tausend Sekunden vernichten. Darüberhinaus gibt die Korona noch ständig Masse an den expandierenden Sonnenwind ab. Da der maximale abwärts gerichtete Fluß von der gleichen Größenordnung ist, wie der abgeschätzte aufwärts gerichtete durch Spikulae bei 3 000 km (Abschnitt 3.1), wird allgemein angenommen, daß diese beiden unmittelbar zusammenhängen [Pneuman and Kopp, 1977; Athay and Holzer, 1982]. Das spikulare Material hat eine Temperatur von der Größenordnung 10 000 K. Kein auf großen Skalen abwärts fließendes Material, welches als zurückfallendes spikulares Material gedeutet werden könnte, ist in diesem Temperaturbereich je beobachtet worden. Andererseits wird auch kein großskaliges aufwärts fließendes Material im Temperaturbereich von 100 000 K beobachtet. Somit liegt es aus Gründen der Kontinuität nahe, daß der abwärtige Fluß, der im EUV bei 100 000 K beobachtet wird durch das in die Chromosphäre zurückfallende spikulare Material erzeugt wird. Wie das spikulare Plasma allerdings von einem 10 000 K zu einem 100 000 K Plasma evolviert, ist bis heute nicht geklärt. Klar ist nur, daß ein gigantisches Massenzirkulationssystem zwischen der Chromosphäre und der Korona arbeitet, und klar ist auch, daß 1% des koronalen Materials in den Sonnenwind entschwindet, während 99% in die Chromosphäre

zurückkehren müssen.

Wenn das spikulare Material tatsächlich auf Temperaturen der Übergangszone aufgeheizt wird, so muß die Frage nach einem adäquaten Heizmechanismus gestellt werden. Withbroe [1983] beschäftigt sich mit der Fragestellung, wie hoch Spikulae steigen müssen, um auf koronale Temperaturen aufgeheizt zu werden. EUV Beobachtungen deuten darauf hin, daß ein eventueller Heizmechanismus in Höhengebieten von weniger als 15 000 km stattfinden muß. Er verbindet diese Höhe mit typischen Höhen von $H\alpha$ Spikulae, wobei nicht klar ist, woher er diese Angabe hat, da sie nach Abschnitt 3.1 ein wenig zu groß erscheint. Eine Heizung auf koronale Temperaturen stellt er selbst in Frage, da seine Beobachtungen auch mit Material erklärt werden können, welches nur bis 100 000–200 000 K aufgeheizt wird und dann wieder zurückfließt. Die Menge an Energie, die benötigt wird, um Spikulae auf diese Temperaturen zu heizen, ist um eine Größenordnung kleiner als die, die notwendig ist, um sie auf koronale Temperaturen zu bringen.

Sterling and Hollweg [1984] schlagen einen Heizmechanismus vor, bei dem sie eine bereits formierte Spikula als resonanten Hohlraum betrachten. Dieser Hohlraum entsteht, da die Spikula an ihrem oberen Ende von der Korona begrenzt wird, wo eine viel kleinere Alfvén Geschwindigkeit vorherrscht als in der Spikula selber. Dagegen ist sie am unteren Ende durch die Photosphäre und Chromosphäre begrenzt, in denen die Alfvén Geschwindigkeit eine stark ansteigende Funktion der Höhe ist. Beide angrenzenden Regionen können Alfvén Wellen reflektieren und so Wellenenergie in der Spikula speichern. Die Autoren zeigen, daß in der Photosphäre generierte Alfvén Wellen in den Hohlraum eindringen können und Wellen diskreter Resonanzfrequenzen darin gefangen werden, die bei Vorhandensein eines Dissipationsmechanismus die Spikula aufheizen können. Sie schlagen anlehnend an eine Arbeit von Hollweg [1984] turbulente Kolmogorov–Kaskaden vor, die die Energie zu immer größeren Wellenzahlen transportieren und diese über mikroskopische Prozesse dissipieren. Sterling and Hollweg [1984] schätzen ab, daß die Spikula so mit einer Rate von 20 000 K in 10 s aufgeheizt werden kann. Diese Heizrate ist zu hoch, um mit Beobachtungen übereinzustimmen, aber sie berücksichtigen weder Energieverluste durch Strahlung noch durch Ionisation. Sie argumentieren mit einfachen Abschätzungen (keine Modellrechnung), daß bei Berücksichtigung dieser Verluste die Spikula während ihrer typischen Lebensdauer durchaus auf einige 100 000 K aufgeheizt werden kann.

Eine Aufheizung des spikularen Materials auf einige 100 000 K wäre eine natürliche Erklärung für das Verschwinden von Spikulae in $H\alpha$. Allerdings würde es auch implizieren, daß spikulare Strukturen in EUV Spektren zu sehen sein müssen. Erste, indirekte Hinweise darauf wurden schon recht früh von Brueckner and Nikolas [1973] mit Messungen mit geringem räumlichen Auflösungsvermögen geliefert. Aufgrund der ähnlichen Skalenhöhen des Emissionsgradienten von UV und EUV Linien am Limb zum einen und der Anzahl der Spikulae nach Gleichung (3.1) zum anderen, interpretieren sie spikulare Emission als Ursache für die überschüssige EUV

Emission am Limb.

Um den Beitrag von Spikulae an der EUV Emission am Limb zu bestimmen, kann eine theoretische Randerhellungskurve (*limb brightening*) mit Gleichung (2.13) berechnet und mit den beobachteten Werten verglichen werden. Mariska and Withbroe [1975] wenden dieses Verfahren unter Annahme einer kugelsymmetrischen Modellatmosphäre an. Der beste Fit an ihre Daten liefert vernünftige Atmosphären-Parameter und sie können dadurch ein empirisches Modell für die Ränder und Zentren des chromosphärischen Netzwerkes entwerfen. Die durchgezogene Linie in Abbildung 3.4 zeigt den besten Fit für die gemittelten Flüsse der OVI 1032 Å Resonanzlinie. Wie man erkennt, sagt das Zwei-Komponenten Modell allerdings andere Emissionen direkt oberhalb des Limbs voraus: dort wird offensichtlich mehr Licht emittiert. Mariska and Withbroe [1975] deuten diesen Überschuß als EUV emittierende Spikulae. In einer weiteren Arbeit [Withbroe and Mariska, 1976] erweitern sie das Modell mit einem emittierenden Anteil durch spikulare Inhomogenitäten und fanden, daß dieser mit 20% die besten Anpassungen an die Randerhellungskurven der EUV Linien von CII, CIII, NIII und OVI lieferte. Letztere ist als durchgezogene Linie in Abbildung 3.4 eingetragen.

In einer späteren Arbeit wenden Mariska et al. [1978] das Modell auf hochaufgelöste NRL Skylab Daten an und finden keine derartig überzeugende Übereinstimmung. Eine weitere Untersuchung von Kanno [1978] zeigt, daß für Formationstemperaturen zwischen 30 000 und 200 000 K nahezu die gesamte Emission oberhalb des Limbs durch EUV Spikulae erzeugt wird. Bei höheren Temperaturen erhält auch er wieder den 20% Anteil von Withbroe and Mariska [1976]. Withbroe [1983] gelingt mit dem Modell eine gute Anpassung und er findet eine Skalenhöhe des Emissionsgradienten oberhalb des Limbs von 2000 ± 300 km, was gut mit der Skalenhöhe der Anzahl von Spikulae nach Gleichung (3.1) übereinstimmt. Die Daten implizieren, daß der Großteil der EUV Emission von Linien kleiner gleich 200 000 K stammt und, wie oben schon erwähnt, von Höhen unterhalb 15 000 km. Er interpretiert diese EUV Emission mit einer dünnen Übergangsschicht, die sich dynamisch um die kalten Spikulae legt und so den Überang zur Korona darstellt. Nach Withbroe [1983] stammt die EUV Strahlung nur von dieser dünnen Schicht.

Mit der Erhöhung des räumlichen Auflösungsvermögens der EUV Spektrometer bis zu 1'' sind vor allem mit dem NRL HTRS auf der Spacelab 2 Mission (s. Abschnitt 4.2) die Feinstrukturen der Sonne untersucht worden. So sind von Dere et al. [1983] erstmals chromosphärische Jets direkt in den C I und Si III Linien identifiziert worden, die eine ähnliche Morphologie und Kinematik wie H α Spikulae aufweisen. Tabelle 3.2 stellt deren beider Eigenschaften gegenüber. Bis auf die Lebensdauer sind alle aufgelisteten Parameter in einem realistischen Rahmen ähnlich. Die Autoren erklären die kürzere Lebensdauer von EUV Spikulae damit, daß Spikulae nur bei ihrer maximalen Temperatur EUV Strahlung abgeben. Die Autoren liefern keine eins-zu-eins Korrelation mit H α Spikulae. Abbildung 3.5 zeigt die identifizierten Jets in der C I 1560 Å Linie. Dort sind Linienprofile und Dopplerverschiebungen der C I 1560 Å

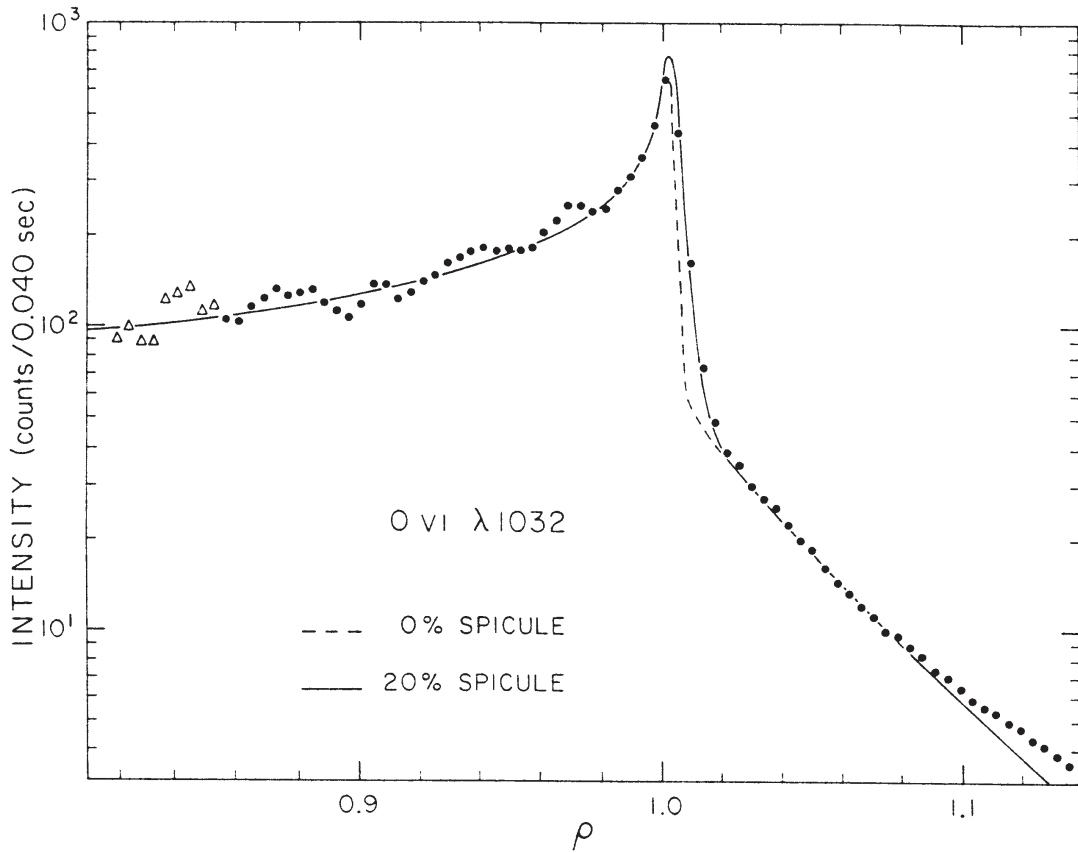


Abbildung 3.4: Vergleich von Randerhellungsmessungen (Punkte und Dreiecke) mit einem kugelsymmetrischen Atmosphären-Modell (gestrichelt) und einem kugelsymmetrischen Modell mit einem 20% Anteil von spikularer Emission (durchgezogen). ρ entspricht dem radialen Abstand vom Sonnenzentrum in Sonnenradien [Withbroe and Mariska, 1976].

Linie einem nahezu simultan aufgenommenen $H\alpha$ Spektrioheligramm gegenübergestellt. Die Aufnahmen reichen vom Scheibemittelpunkt bis zum nördlichen Limb. Durch Vergleich der einzelnen Aufnahmen kann der Zusammenhang zwischen den chromosphärischen Jets und den $H\alpha$ Mottles untersucht werden. Bei den identifizierten Jets 3,4,5 und 11 findet man einen Zusammenhang zu Mottles, während das bei den anderen nicht der Fall ist. Somit erhält man eine Korrelation in 4 von 12 Fällen, die natürlich nicht überzeugend ist. Anders ist es beim Zusammenhang von Mottles und dem Linienprofil der C I Linien. Nahezu alle Mottles sind mit einem symmetrischen Profil hoher Intensität korreliert. Dies ist in guter Übereinstimmung mit gemessenen Profilen von $H\alpha$ Mottles. Cook et al. [1984] untersuchen Spektren der C IV 1548 Å Resonanzlinie und finden spikulare Strukturen am Limb. Allerdings geben sie nur ihre Morphologie wieder und untersuchen nicht ihre Kinematik. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Spikulae sind in der C IV 1548 Å Resonanzlinie und auch in anderen Linien von

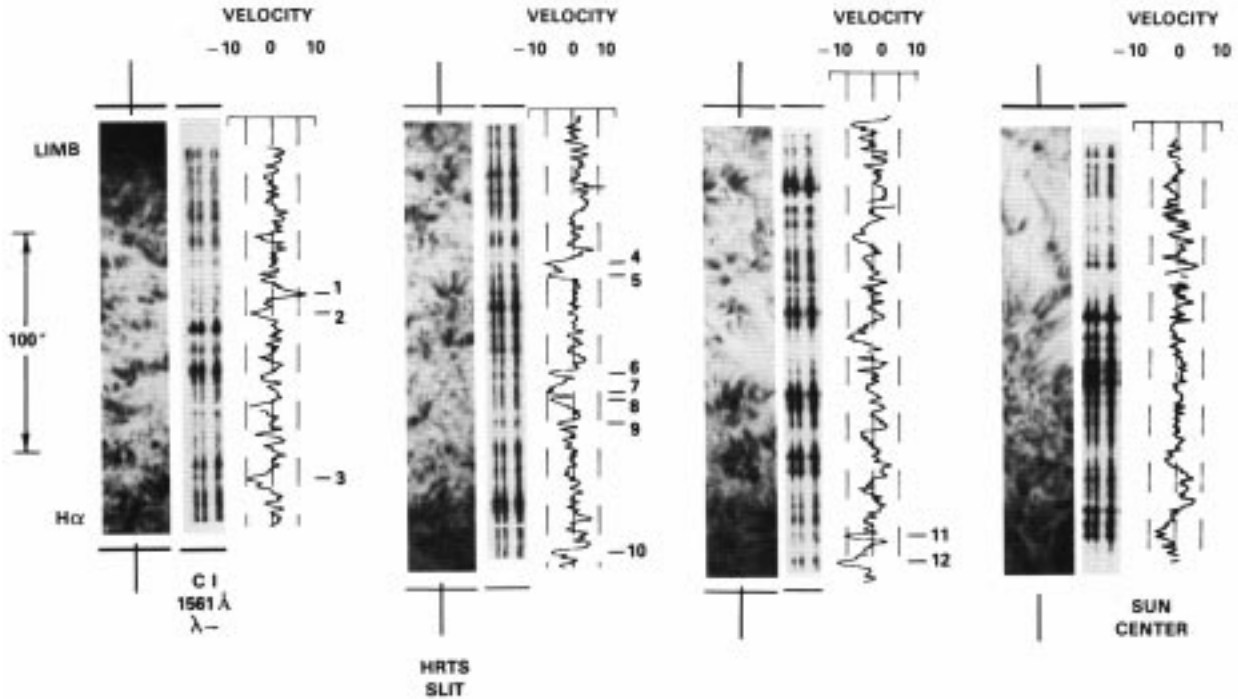


Abbildung 3.5: *Linienprofile von $\text{C I } 1560 \text{ \AA}$ (jeweils Mitte) und die nahezu simultan aufgenommenen Spektroheliogramme in $\text{H}\alpha\text{-}0.6 \text{ \AA}$ (jeweils links). Dazu sind die gemessenen Dopplergeschwindigkeiten entlang der Sichtlinie der C I Linie eingetragen (jeweils rechts). Die Positionen der identifizierten chromosphärischen Jets sind durchnummeriert [Dere et al., 1983].*

weiteren Autoren beobachtet worden, allerdings sind Versuche, mit Hilfe der Spektren eine eins-zu-eins Korrelation zwischen $\text{H}\alpha$ Spikulae und den EUV Spikulae zu erlangen, bis heute nicht überzeugend gelungen [Cook et al., 1984; Brueckner et al., 1986; Dere et al., 1987]. Allerdings berichten viele Autoren immer wieder von einzelnen Beispielen, bei denen eine entsprechende Verbindung vorzuliegen scheint [Dere et al., 1986, De Pontieu, 1998]. Seit SOHO existieren eine Vielzahl von Images der Sonne in verschiedenen Linien der Übergangszone mit einem räumlichen Auflösungsvermögen von bis zu $1''$. Diese zeigen deutliche spikulare Strukturen am Limb und es ist eine zentrale Fragestellung, ob und wenn ja, wie diese Strukturen mit den klassischen $\text{H}\alpha$ Spikulae zusammenhängen.

Untersuchungen von Bohlin et al. [1975] an He II Spektroheliogrammen zeigen vereinzelt spikulare Strukturen, die im Vergleich zu bisher bekannten Spikulae ungleich größere Skalen haben. Die Autoren führen für dieses Phänomen den Namen *Makrospikulae* ein. Sie sind größer (mehrere 10 000 km hoch, 4000–11 000 km breit), besitzen eine längere Lebensdauer (10–40 min) und haben höhere Geschwindigkeiten (20–100 km/s) als $\text{H}\alpha$ Spikulae. Der fundamentale Unterschied ist allerdings, daß Makrospikulae ausschließlich in koronalen Löchern vorkommen, also offensichtlich nur in Gebieten offener Magnetfeldlinien. Auch Withbroe et al. [1976] berichten

	H α Spikulae	Ci Jets	Civ Jets	Makrospikulae
Höhe (10^3 km)	5–10	–	7–15	6–35
Breite (10^3 km)	0.5–1.5	0.7–3 *	≤ 2.2	3.6–11
Lebensd. (min)	5–10	0.7	≥ 3	8–45
Geschw. (km/s)	25	≤ 20	?	20–140
T (10^3 K)	10–15	16	100	10
N_e (10^{10} cm $^{-3}$)	3–15	10	?	1
Referenz	Kapitel 3.1	Dere et al., 1983	Cook et al., 1984	Bohlin et al., 1975 Withbroe et al., 1976 Dere et al., 1989

*: Gemessene Ausdehnung entlang des Spaltes

Tabelle 3.2: *Eigenschaften von spikularen Strukturen im UV und EUV im Vergleich zu H α Spikulae.*

von derartigen Massenauswürfen am polaren Limb in den Linien von Ly α 1216 Å, CII 1335 Å, CIII 977 Å und OIV 554 Å. Sie untersuchen zwei Beispiele und finden dort sogar Geschwindigkeiten von bis zu 140 km/s. Abschätzungen von Withbroe et al. [1976] zeigen, daß die benötigte Energie, um eine Makrospikula zu erzeugen, um zwei Größenordnungen größer sein muß, als die zur Erzeugung von einer H α Spikula notwendig ist. Auch Dere et al. [1989] beobachten Makrospikulae mit dem hochauflösenden NRL HTRS Spektrographen der Spacelab 2 Mission und finden ähnliche Eigenschaften. Diese sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt und den anderen Jets gegenübergestellt. Es muß bemerkt werden, daß nahezu alle Autoren von einer nicht ballistischen Trajektorie der Makrospikulae berichten. Moe et al. [1975] versuchen, Makrospikulae mit H α Spikulae zu korrelieren, kommen aber zu keinem positiven Ergebnis. Tabelle 3.2 zeigt, daß Makrospikulae eine relativ geringe Dichte besitzen. Withbroe et al. [1976] folgern daraus, daß sie deshalb viel lichtschwächer in H α sind und führen dies auf die mangelnde Korrelation bei Moe et al. [1975] zurück. Allerdings ist der fundamentale Unterschied zwischen H α Spikulae und Makrospikulae, daß letztere nur vereinzelt und ausschließlich in koronalen Löchern auftreten. Letzteres macht es fragwürdig, daß Makrospikulae tatsächlich nur „große“ Spikulae sind, deren Treiber besonders energiereich sind, oder ob sie nicht tatsächlich ein völlig anderes Phänomen darstellen.

Tabelle 3.2 faßt die Eigenschaften der hier diskutierten Strukturen nochmal zusammen und stellt diese gegenüber. Nach ihrer Morphologie ähneln Civ Jets eher Makrospikulae mit dem Unterschied, daß erstere auch außerhalb koronaler Löcher vorkommen. Somit könnte man vermuten, daß die ersten drei Klassen unmittelbar miteinander zusammenhängen und ihnen der gleiche physikalischen Mechanismus zugrunde liegt, während Makrospikulae eher mit Surges oder sogenannten *explosive events* vergleichbar sind. Wie bereits erwähnt, steht der Beweis dieser beiden Aussagen allerdings noch aus.

Da in dieser Arbeit Spikulae im EUV untersucht werden, müßten streng genommen

alle in der Beobachtung beschriebenen Strukturen erstmal als *EUV-Jets* bezeichnet werden, um den Namen Spikulae für die traditionellen in $H\alpha$ beobachteten Spikulae reserviert zu lassen, da eine eindeutige Zuordnung beider Phänomene noch nicht erbracht ist. Viele Autoren legen großen Wert auf diese strikte Trennung, was dann in einem wahren Namenszoo für verschiedene Sonnenphänomene endet. Dies soll hier nicht verfolgt werden, sondern alle im folgenden beschriebenen EUV-Jets werden Spikulae genannt, da sie in ihrer Morphologie diesen sehr ähnlich sind. Wenn von traditionellen Spikulae die Rede ist, so wird explizit $H\alpha$ Spikulae als Begriff verwendet.

Spikulae sind bei weitem noch nicht vollständig verstanden. Weder ihr ursächlich treibender Mechanismus noch ihre Wechselwirkung mit der Übergangszone und Korona sind bekannt. Für ersteres sind weitere, zeitlich und räumlich hochauflösende Beobachtungen in $H\alpha$ und den CaII H und K Linien erforderlich, um die Phänomenologie der $H\alpha$ Spikulae eindeutiger zu definieren. Dies ist notwendig, um die Suche nach einem adäquaten physikalischen Modell erfolgreich fortführen zu können. Für letzteres müssen hochauflösende UV und EUV Spektren von Spikulae untersucht werden, um zu bestimmen, ob und wenn ja, wie sie sich aufheizen und welche Rolle sie damit in der gesamten Massenbilanz der Chromosphäre und Korona einnehmen. Dies ist Gegenstand dieser Arbeit und das EUV Spektrometer SUMER auf SOHO bietet ideale Voraussetzungen für eine dahingehende Untersuchung.

4 Das Experiment

4.1 Die SOHO–Mission

Die SOHO–Mission ist im Rahmen des Solar Terrestrial Science Program (STSP) von der European Space Agency (ESA) und National Aeronautics and Space Administration (NASA) entwickelt worden. Die wissenschaftliche Zielsetzung von SOHO ist die Untersuchung von physikalischen Prozessen in der Sonnenatmosphäre und dem Sonnenwind sowie die Struktur im Sonneninneren und die Variabilität der Sonnenstrahlung zu detektieren. Dazu wurde SOHO am 2. Dezember 1995 in einen Halo–Orbit um den Lagrange Punkt L1 des Erde–Sonne Systems geschossen, der etwa 1.5 Millionen Kilometer von der Erde entfernt liegt. Der Halo–Orbit besitzt eine Periode von 180 Tagen und hat den Vorteil, daß sich das Observatorium außerhalb der Erdmagnetosphäre bewegt und ferner die Sonne permanent beobachtet werden kann.

Die Instrumentierung von SOHO ist in Tabelle 4.1 aufgelistet. Die Instrumente können nach dem jeweiligen wissenschaftlichen Ziel in drei Hauptgruppen eingeteilt werden: Helioseismologie, Fernerkundung der Sonnenatmosphäre und in situ Teilchenmessungen. Mit Hilfe der Helioseismologie kann das Sonneninnere durch Druck- und Gravitationswellen sondiert werden. Dafür sind lange Beobachtungsreihen von Oszillationen auf der Sonnenoberfläche erforderlich, die durch Registrierungen von Geschwindigkeits- und Intensitätsänderungen mit hohem Auflösungsvermögen gewonnen werden. Hauptziel dabei ist es, den Teil des solaren Eigenschwingungsspektrums zu messen, der von der Erde aus aufgrund der Erdrotation und Störungen in der Atmosphäre nicht zugänglich ist. Dies sind die sehr kleinen (harmonischer Grad von $l < 6$) und großen ($l > 300$) Schwingungsmoden. Darüberhinaus wird die Variation der Sonnenabstrahlung bzw. der Solarkonstanten gemessen. Zur Beobachtung der Sonnenatmosphäre besitzt SOHO verschiedene Teleskope, die Phänomene in der Photosphäre, Chromosphäre und Übergangszone bis hin zur Korona untersuchen können. Spektrometer zeichnen Emissions- und Absorptionslinien verschiedener Ionen auf, die in unterschiedlichen Regionen der Sonnenatmosphäre vorhanden sind. Dadurch ist es möglich, Rückschlüsse auf Plasmaparameter wie Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit in den einzelnen Regionen zu ziehen. An der Position von SOHO wird schließlich in situ die Elementen- und Isotopenzusammensetzung und die Geschwindigkeits- und Energieverteilung der Teilchen im erdnahen Sonnenwind gemessen. Durch Vergleich mit den Beobachtungen der Sonnenatmosphäre erhofft man, Aufschluß über die Entstehung und Beschleunigung des Sonnenwindes zu gewinnen.

Instrument	Messung von...
Helioseismologie	
GOLF Global Oscillations at Low Frequency	... globalen Geschwindigkeits- und Magnetfeldoszillationen mit $l=0-3$.
VIRGO Variability of solar IRadiance and Gravity Oscillations	... Strahlungszoszillationen mit $l=0-7$ und Variationen der Solarkonstanten.
SOI/MDI Solar Oscillations Investigations/ Michelson Doppler Imager	... Geschwindigkeitsoszillationen bis zu einem harmonischen Grad von $l=4500$.
Solare Atmosphärenbeobachtungen	
SUMER Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation	... Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit in der Chromosphäre und Korona.
CDS Coronal Diagnostic Spectrometer	... Temperatur und Dichte in der Übergangsregion und Korona.
EIT Extreme-ultraviolet Imaging Telescope	... der zeitlichen Entwicklung chromosphärischer und koronaler Strukturen.
UVCS Ultra Violet Coronagraph Spectrometer	... Plasmamparametern in der äußeren Korona ($1.3-10 R_{\odot}$).
LASCO Large Angle Spectroscopic COronagraph	... der zeitlichen Entwicklung (Masse-, Impuls- und Energietransfer) von koronalen Strukturen ($1.1-30 R_{\odot}$).
SWAN Solar Wind ANisotropics	... Anisotropien und zeitlichen Variationen im Massenfluß des Sonnenwinds.
In situ Sonnenwindmessungen	
CELIAS Charge, Element and Isotope Analysis System	... Energieverteilung und Ionenzusammensetzung (Masse, Ladung, Ladungszustand) im Energiebereich von $0.1-1000 \text{ keV/e}$.
COSTEP COMprehensive SupraThermal and Energetic Particle Analyzer	... Energieverteilung und Ionenzusammensetzung (H^+ , He) im Energiebereich von $0.04-53 \text{ MeV/n}$ für Ionen und $0.04-5 \text{ MeV}$ für Elektronen.
ERNE Energetic and Relativistic Nuclei and Electron experiment	... Energieverteilung und Ionenzusammensetzung (H^+ , Ni) im Energiebereich von $1.4-540 \text{ MeV/n}$ für Ionen und $1-25 \text{ MeV}$ für Elektronen.

Tabelle 4.1: Die Experimente auf SOHO.

4.2 Das SUMER Experiment

Das rechts abgebildete, keilförmige Zeichen repräsentiert Utu, den Sonnengott der Bewohner von Sumer (Mittel- und Süd-Babylonien). Die Sumerer waren entscheidend an der Schaffung der altorientalischen Hochkultur, der altmesopotamischen Kunst und der Entwicklung der babylonischen Keilschrift und der darin verfaßten Literatur ab 2000 v.Chr. beteiligt. Das Zeichen für Utu ist einem Fragment des sumerischen Epos *Enmerkar und der Lord von Aratta* entnommen, das in Nippur, einer Stadt im heutigen Irak, gefunden wurde und heute im Museum der Universität Philadelphia ausgestellt ist. Es enthält Hinweise auf die erste schriftliche Kommunikation in der menschlichen Geschichte. Nach dem Epos war es Utu, der Enmerkar (Lord von Uruk und Kulaba) inspirierte, keilförmige Schriftzeichen mit einem Rohrgriffel auf weichen Ton zu ritzen, diesen anschließend zu trocknen und zu brennen und so Nachrichten mit Hilfe eines Boten zum Lord von Aratta zu senden. Erst als es G.F. Grotefend (1775–1853) gelang, die ersten Keilschriften 1802 in Göttingen zu entziffern, wurde die mesopotamische Literatur der modernen Welt zugänglich. Sie verdeutlicht, daß die Sumerer Utu einen starken Einfluß auf die Entwicklung ihrer Fähigkeiten und ihres Wohlstandes zuschrieben. In Erinnerung an das alte mesopotamische Volk, die Sumerer, die die Sonne und den Sonnengott in einem solch hohen Maße verehrten, heißt das EUV Sonnenteleskop/Spektrometer auf SOHO SUMER: **S**olar **U**ltraviolet **M**easurements of **E**mitted **R**adiation.



Da die Erdatmosphäre die UV Strahlung nahezu komplett abschirmt, ist man zu deren Messung auf Bereiche außerhalb der Atmosphäre angewiesen. Erste spektrale Untersuchungen wurden mit Raketenflügen in den sechziger Jahre durchgeführt, um die Chromosphäre und die Übergangszone in einem Wellenlängenbereich von 300–2950 Å mit einer spektralen Auflösung von 0.4 Å zu untersuchen. Erste solare UV Spektrallinien wurden dadurch identifiziert [Pottasch, 1964].

Verschiedene UV Spektrometer flogen von 1973 bis 1974 auf dem Skylab Apollo Telescope Mount (ATM): das Harvard College Observatory EUV Spektrometer S055 und die Naval Research Laboratory Spektrometer S082A und S082B. Das S055 Spektrometer arbeitete in einem Wellenlängenbereich von 280–1340 Å mit einer spektralen Auflösung von 1.6 Å und einem räumlichen Auflösungsvermögen von 5". Bei einem totalem Blickfeld von 5' × 5' konnten vollständige Abbildungen (Images) der Sonne erstellt werden. Trotz der relativ niedrigen Auflösungsvermögen konnten sowohl Zeitvariationen studiert [Vernazza et al., 1975] als auch spektrometrische Messungen der Sonnenstrahlung in diesen Wellenlängenbereich für verschiedene Merkmale auf der Sonne durchgeführt werden [Reeves et al., 1977, Vernazza and Reeves, 1978]. Das S082A konnte Wellenlängen von 171–630 Å aufnehmen und hatte ein relativ hohes räumliches Auflösungsvermögen von 2 – 3". Mit dem S082A wurden hauptsächlich eine Reihe von vollen Sonnenabbildungen aufgenommen [Tousey et al., 1977]. Das S082B arbeitete in einem Bereich von 970–3940 Å und deckt damit

den Bereich der Emissionslinien in der Chromosphäre und unteren Übergangszone ab. Mit einem effektiven spektralen und räumlichen Auflösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda = 30\,000$ und $2'' \times 60''$ [Bartoe et al., 1977] wurde eine Reihe von Aufnahmen auf der Sonnenscheibe und kurz oberhalb (weniger als 20 Bogensekunden) des Limbs gemacht. Eine ausführliche Liste von Veröffentlichungen dazu findet sich bei Mariska [1992].

Das Orbiting Solar Observatory 8 (OSO-8) hatte zwei UV Meßinstrumente an Bord und lieferte Daten in dem Zeitraum von 1975–1978. In den sechziger Jahren flogen schon kleinere UV Instrumente auf OSO-4 und OSO-6, die Wellenlängenbereiche vergleichbar mit dem S055 beobachteten. Auf OSO-8 operierte das Laboratory for Atmospheric and Space Physics Ultraviolet Spectrometer (LASP UVS) [Bruner, 1977] und das Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire (LPSP) Multichannel Spektrometer [Bonnet et al., 1978]. Mit letzterem konnten für eine Vielzahl von solaren Merkmalen spezielle UV Linienprofile mit einer spektralen Auflösung von bis zu 0.025 Å vermessen werden [z.B. Vial, 1982]. Beide Instrumente konnten in einem Wellenlängenbereich von $1\,200\text{--}2\,000\text{ Å}$ mit einem räumlichen Auflösungsvermögen von $3''$ darüberhinaus vollständige Abbildungen der Sonne liefern. In diesem Zusammenhang ist auch das Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter (UVSP) auf der Solar Maximum Mission (SMM), die 1980 gestartet wurde, zu nennen. In einem Wellenlängenbereich von $1\,170\text{--}1\,800\text{ Å}$ in zweiter und bis zu $3\,600\text{ Å}$ in erster Ordnung lieferte auch dieses Spektrometer vollständige Abbildungen der Sonne, insbesondere während ihres Maximums.

1985 konnten mit dem NRL High Resolution Telescope and Spectrometer (HRTS) auf der Spacelab 2 Mission [Brueckner et al., 1986] über einen Zeitraum von fünf Tagen UV Spektren von feinen Strukturen auf der Sonnenscheibe mit einer spektralen und räumlichen Auflösung von 50 mÅ und $1\text{--}2''$ aufgenommen werden. Dies erlaubte erstmals eine vernünftige Statistik der Spektren zu erstellen. Das HRTS arbeitete im Wellenlängenbereich von $1\,190\text{--}1\,680\text{ Å}$ und beobachtete damit Emissionslinien der unteren Übergangszone. Das HRTS wurde auch schon zuvor auf verschiedenen Raketenflügen verwendet, um Abbildungen hoher Auflösung von der Sonne zu gewinnen. Das HRTS war das erste Instrument, daß spikulare Strukturen im EUV detektierte [Dere et al., 1983] (s. Abschnitt 3.3).

Dieser Rückblick soll nur die wichtigsten der bisher gemachten solaren UV Messungen vorstellen und erhebt nicht den Anspruch auf Vollständigkeit. Vielmehr soll er im Zusammenhang mit der folgenden Beschreibung deutlich machen, daß mit den exzellenten Kapazitäten von SUMER ein neues Kapitel der solaren UV Spektroskopie begonnen wurde.

Die wissenschaftliche Zielsetzung von SUMER ist die Beobachtung des EUV Lichtes mit einer Wellenlänge von $500\text{--}1\,610\text{ Å}$. In diesem Wellenlängenbereich liegen die Emissionslinien von Atomen und Ionen bei einer Temperatur von 10^4 bis oberhalb $2 \cdot 10^6\text{ K}$. Somit beobachtet SUMER die Chromosphäre, die Übergangsregion und die innere Korona. Abbildung 4.1 zeigt ausgewählte Emissionslinien im Wellenlängen-

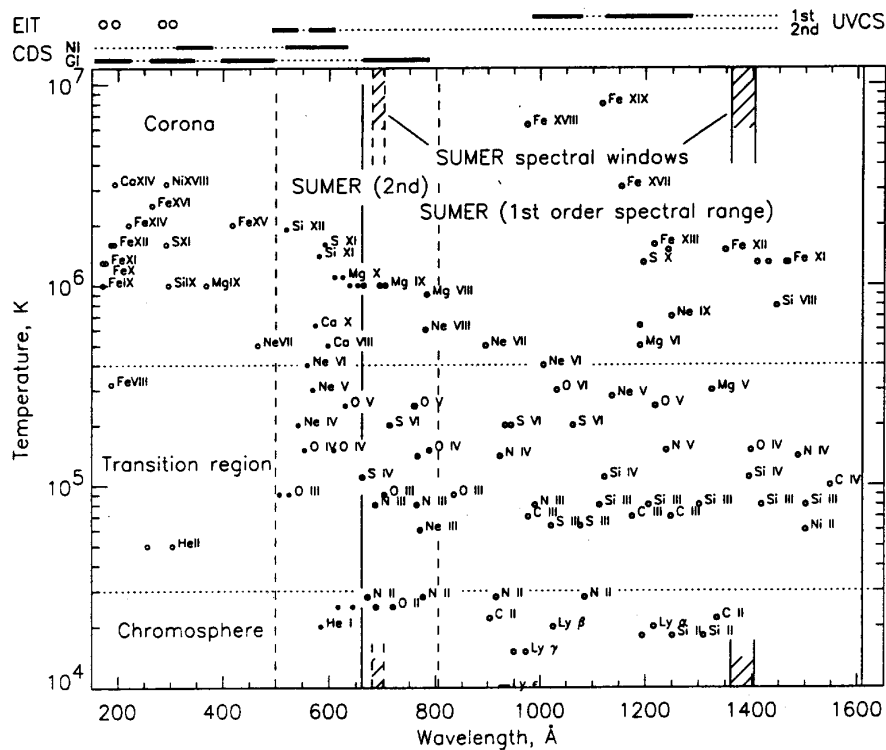


Abbildung 4.1: *Ausgewählte Emissionslinien von 150 bis 1610 Å und die dazugehörigen Beobachtungsbereiche von SUMER, CDS, UVCS und EIT [Wilhelm et al., 1995a].*

bereich von 150 bis 1610 Å und Temperaturbereich von 10^4 bis 10^7 K. SUMER beobachtet von 500 bis 805 Å in zweiter Ordnung und von 661 bis 1610 Å in erster Ordnung. In zweiter Ordnung kann ein Bereich von ungefähr 22 Å, in erster Ordnung ein Bereich von 44 Å instantan beobachtet werden, was als spektrale Fenster in Abbildung 4.1 angegeben ist. Zusätzlich sind die Beobachtungsbereiche der Experimente EIT, UVCS und CDS mit eingetragen. Die Überlappungsgebiete erlauben eine Interkalibrierung zwischen den einzelnen Experimenten.

SUMER kann Profile und Intensitäten von EUV Linien messen, Dopplerverschiebungen und Linienverbreiterungen detektieren und vollständige Kartierungen der Sonne im monochromatischen Licht durchführen. SUMER erreicht eine Winkelauflösung von bis zu $1''$. Das entspricht einer räumlichen Auflösung auf der Sonne von etwa 750 km. Zur Beobachtung von dynamischen Prozessen kann eine zeitliche Auflösung von 1 s, für bestimmte intensive Spektrallinien sogar bis zu 60 ms erreicht werden. Das spektrale Auflösungsvermögen beträgt je nach beobachteter Wellenlänge $\lambda/\Delta\lambda=17\,700\text{--}38\,300$, wobei $\Delta\lambda$ einem Bildelement (Pixel) entspricht. Beobachtet man eine helle Spektrallinie, so kann man im Prinzip Linienverschiebungen und -verbreiterungen noch im Subpixelbereich auflösen, wenn man gewisse Annahmen über das Linienprofil macht. Simulationen haben gezeigt [Wilhelm et al.,

1995b], daß Linienverschiebungen und -verbreiterungen bis zu $1/10$ der Pixelgröße bestimmt werden können. Damit erhöht sich das effektive Auflösungsvermögen über dem gesamten Wellenlängenbereich auf etwa 300 000, womit eine Dopplergeschwindigkeit von 1 km/s aufgelöst werden kann.

Der optische Aufbau von SUMER ist in Abbildung 4.2 gezeigt. SUMER besitzt einen parabolischen Teleskopspiegel mit senkrechtem Lichteinfall und ist ein abbildendes Spektrometer in sogenannter *Wadsworth-Anordnung*, d.h. der Detektor steht im Fokus des Gitters. Der gesamte Aufbau ist in einem Aluminiumgehäuse untergebracht, welches durch eine Eingangstür verschlossen ist (nicht in Abbildung 4.2 gezeigt). Während des Startes und während Flugkorrekturen wird die Tür geschlossen. Zwischen der ersten und zweiten Blende ist ein elektrostatischer Abschirmmechanismus integriert, der das optische System vor einfallenden Sonnenwindteilchen schützt. Das dargestellte Koordinatensystem bezieht sich auf das SOHO Referenzsystem. Die ESA hat noch ein instrumenteninternes Koordinatensystem (X_{ii}, Y_{ii}) eingeführt, bei dem $+X_{ii}$ in Richtung Westen und $+Y_{ii}$ Richtung Norden (parallel zur Sonnenrotationsachse) ist. Die SUMER Software verwendet allerdings das eingezeichnete Koordinatensystem mit $Y_{ii} = -Z$ und $X_{ii} = +Y$. Es ist zu beachten, daß SUMER über Kopf auf SOHO installiert ist (d.h. Nord $\hat{=}$ Süd). Das gesamte optische System besteht im Prinzip aus zwei parabolisch geformten Spiegeln, einen planaren Spiegel und einem sphärischen konkaven Gitter, die alle aus Siliciumkarbid

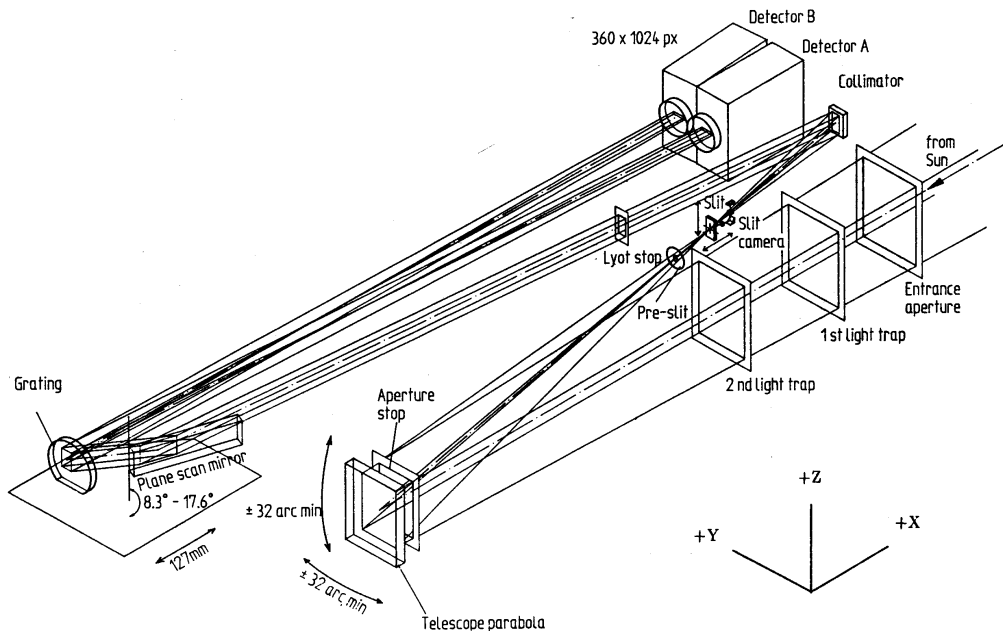


Abbildung 4.2: Der optische Aufbau von SUMER. Gezeigt sind die durch das Instrument gelenkten Randstrahlen. Durch Pfeile ist die Beweglichkeit der einzelnen optischen Komponenten angedeutet [Wilhelm et al., 1995a].

(SiC) bestehen. Das Licht fällt durch die Eingangsblende auf den parabolischen Teleskopspiegel, der es in die Spaltebene fokussiert. Der Spiegel kann bis zu ± 32 Bogenminuten um zwei senkrechte Drehachsen mit einer Drehrate von bis zu 300 Schritten pro Sekunde bei 0.38 Bogensekunden pro Schritt gedreht werden. In der Spaltebene sind vier verschiedene Spaltgrößen verwendbar (siehe Tabelle 4.2). Hinter der Spaltebene ist eine Kamera (*Rear-Slit Camera*) nachgeschaltet, die den sichtbaren Anteil des gebeugten Lichtes ausnutzt, um das SUMER Teleskop möglichst genau ausrichten zu können. Die Position des sichtbaren Limbs kann damit auf Bruchteile von Bogensekunden bestimmt werden.

Das Licht fällt dann auf den zweiten Parabolspiegel, der es kollimiert und über den planaren Spiegel auf das Gitter lenkt. Dazwischen ist eine Lyot Blende geschaltet, die gebeugtes Streulicht unterdrückt. In der Brennebene des Gitters befinden sich zwei zweidimensionale Detektoren, die die Abbildung des Spaltes im monochromatischen Licht in zwei spektralen Ordnungen gleichzeitig detektieren können. Es ist dabei zu beachten, daß sich die Spektren verschiedener Ordnung überlappen. Will man den gesamten spektralen Bereich erfassen, so kann man durch Drehen des planaren Spiegels von 8.4° bis 17.5° (relativ zum einfallenden Strahl) alle Wellenlängen abtasten.

Die zwei Detektoren, die sich in der Brennebene des Gitters befinden, sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Sie haben eine Größe von $27 \times 9.5 \text{ mm}^2$, sind elektronisch digitalisiert in 1024 (spektrale) $\times 360$ (räumliche) Pixel, wobei jedes Pixel etwa eine Größe von $26.5 \times 26.5 \mu\text{m}^2$ hat. Eine niederohmige Kaskade von microchannel plates (MCP) detektiert und verstärkt den einfallenden Photonenstrom und eine mehrschichtige cross delay-line (XDL) Anode führt das Auslesen durch. Beide Detektoren besitzen in der Mitte Kaliumbromid (KBr) Fotokathoden, die von Pixel 280 bis 770 bei Detektor A und von 270 bis 758 bei Detektor B reichen. Links und rechts davon sind die reinen (*bare*) MCP. Die Empfindlichkeit der KBr Kathoden ist weitaus höher als die der reinen MCP, so daß die meisten Untersuchungen in diesem Bereich des Detektors stattfinden. Andererseits erlaubt das Verhältnis der Intensität einer nicht identifizierten Spektrallinie, gemessen auf dem KBr und dem reinen MCP, zwischen erster und zweiter Ordnung zu unterscheiden. Weiterhin kann bei Linien mit sehr hoher Intensität eine Sättigung des Detektors durch Benutzung der reinen MCP vermieden werden. Für extrem helle Linien, wie die $\text{Ly}\alpha$ Linie in aktiven Regionen stehen darüber hinaus die Ränder des Detektors zur Verfügung, die mit Hilfe eines Gitternetzes vor den MCP das einfallende Licht abschwächen (*attenuator*). Sie reichen von Pixel 23 bis 56 und 982 bis 1016 bei Detektor A und von Pixel 23 bis 53 und 970 bis 1005 bei Detektor B (Abbildung 4.3).

Nur Detektor A ist auf der Gitternormalen zentriert und entspricht somit der exakten Wadsworth-Anordnung. Dies erlaubt eine gleichzeitige Fokussierung in x - und y -Richtung. Detektor B liegt mit einem Abstand von 70.4 mm daneben. Nur ein Detektor kann zu einer Zeit betrieben werden. Die Abbildung des Spaltes auf den Detektor ist kleiner als die Ausdehnung des Detektors. Die am Rand liegenden

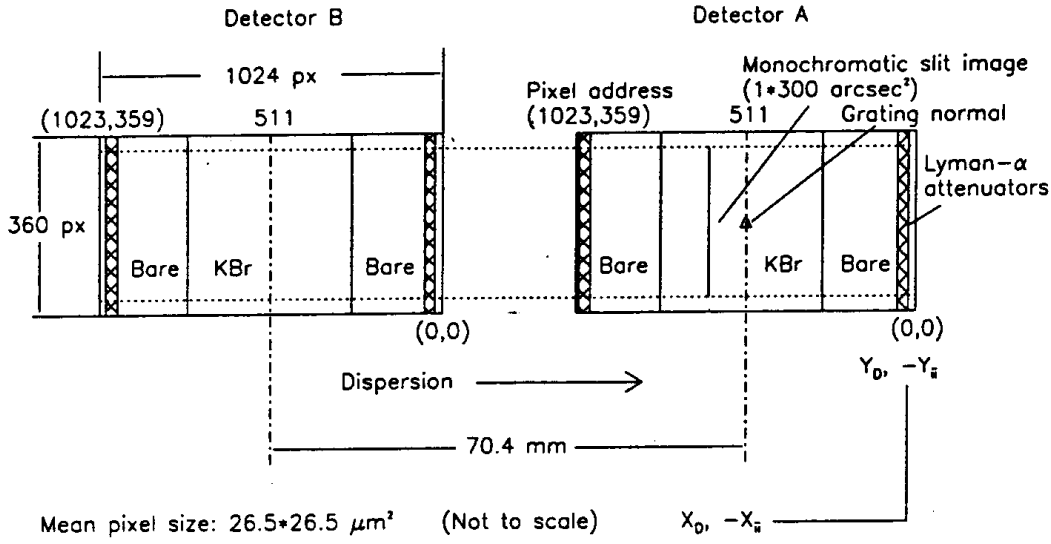


Abbildung 4.3: Die beiden Detektoren in der Brennebene des Gitters [Wilhelm et al., 1995a].

„dunklen“ Pixel sind für Streulichtmessungen nützlich. Die Detektoren erfordern ein weiteres Koordinatensystem (X_D, Y_D) , bei dem die räumliche Richtung durch $Y_D = -Y_{ii}$ und die spektrale Richtung durch $X_D = -X_{ii}$ definiert ist.

Das spektrale Auflösungsvermögen des Spektrographen läßt sich mit Hilfe der Gittergleichung

$$m\lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (4.1)$$

ableiten, wobei m die Ordnung (immer positiv bei SUMER), d die Gitterkonstante und α und β der Einfall- bzw. Ausfallwinkel bezüglich der Gitternormalen ist. Die Winkeldispersion erhält man dann durch Differenzierung von (4.1) nach λ :

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \alpha} \quad (4.2)$$

Die lineare Dispersion in Richtung x auf dem Detektor erhält man dann mit

$$\frac{dx}{d\lambda} = f_S \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{f_S m}{d \cos \alpha} \quad (4.3)$$

f_S ist die Brennweite des Spektrometers und dx die Größe eines Pixels. Das Spektrometer ist, zumindest im Zentrum von Detektor A, nach der Wadsworth-Anordnung aufgebaut, d.h. die Brennweite ist gegeben durch

$$f_S = \frac{r_G}{1 + \cos \alpha} \quad (4.4)$$

r_G ist der Radius des sphärisch konkaven Gitters. Da in f_S der Einfallwinkel eingeht, ist die Brennweite nach (4.1) auch von der Wellenlänge abhängig. Mit Gleichung

(4.3) und unter Berücksichtigung der Geometrie ergibt sich damit für das spektrale Auflösungsvermögen

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{mf_s\lambda}{d\cos^3\alpha dx} \quad (4.5)$$

Mit den Werten aus Tabelle 4.2 erhält man ein Auflösungsvermögen je nach Wellenlänge von 17 700–38 300. Es soll nochmal darauf hingewiesen werden, daß das spektrale Auflösungsvermögen für bestimmte Fälle auf bis zu 300 000 erhöht werden kann.

Bei der Wadsworth–Anordnung wurde angenommen, daß die Abbildung des Spaltes in der Referenzwellenlänge λ_r bei Detektor A auf der Gitternormalen liegt. Gleichung (4.1) vereinfacht sich dann zu

$$m\lambda_r = d \sin \alpha \quad (4.6)$$

Der Einfallswinkel α kann mit Hilfe des planaren Spiegels zwischen 16.74° und 39.97° variiert werden. Dies entspricht dem Wellenlängenbereich von $\lambda_r = 800$ bis 1592 \AA in der ersten und von $\lambda_r = 400$ bis 796 \AA in der zweiten Ordnung. Die instantane Bedeckung der Detektoren mit Licht einer gewissen Wellenlänge hängt von der Wellenlänge selber ab. Sie ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Damit ergibt sich der gesamte, vom Spektrometer erfaßte Wellenlängenbereich zu $390\text{--}1610 \text{ \AA}$. Es muß allerdings bemerkt werden, daß Beobachtungen von Wellenlängen unter 500 \AA durch das starke Abfallen des Reflexionsvermögens von SiC in diesem Bereich nur eingeschränkt möglich ist.

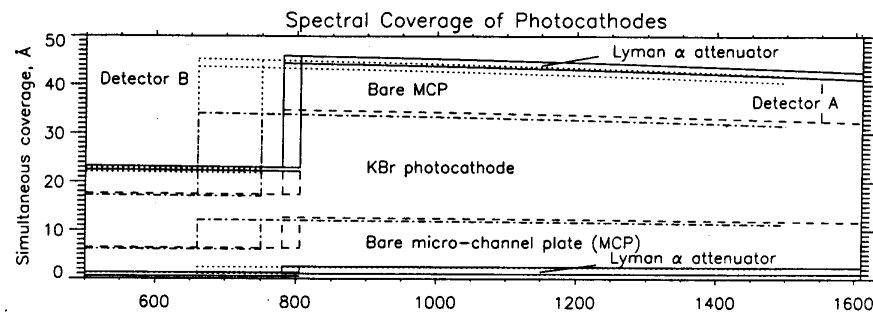


Abbildung 4.4: *Spektrale Bedeckung in Abhängigkeit der Pixeladressen für beide Detektoren* [Wilhelm et al., 1995a].

Tabelle 4.2 faßt die grundlegenden optischen Charakteristiken von SUMER noch einmal zusammen. Auch bisher noch nicht genannte Daten werden der Vollständigkeit halber angegeben. Dieser Abschnitt soll nur einen Einblick in die Funktionsweise des SUMER Instruments geben. Eine ausführlichere Darstellung findet sich bei Wilhelm et al. [1995a]. Die Detektoren sind im Detail bei Siegmund et al. [1994] beschrieben.

Teleskop	
Brennweite	1 302.77 mm
Totales Blickfeld	64' × 64'
Kleinste Schrittweite (N–S oder O–W)	0.38"
Schrittgeschwindigkeit	300 Schritte/s
Verfügbare Spalte	
1" × 300", 1" × 120", 0.3" × 120", 4" × 300"	
Spektrometer	
Gitterkonstante	3 600.42 Linien/mm
Gitterradius r_G	3 200.78 mm
Brennweite des Kollimators	399.6 mm
Verstärkungsfaktor	4.092 bei 800 Å
(Verhältnis von Gitter- zu Kollimatorbrennweite)	4.409 bei 1600 Å
Auflösungsvermögen	17 700–38 300
Wellenlängenbereiche bei Detektor A	390–805 Å in zweiter Ordnung 780–1 610 Å in erster Ordnung
Detektor B	330–750 Å in zweiter Ordnung 660–150 Å in erster Ordnung
Detektoren	
Größe	1 024 × 360 Pixel (spektral × räumlich)
Mittlere Pixelgröße	26.5 × 26.5 μm

Tabelle 4.2: *Optische Charakteristiken von SUMER.*

4.3 Datenreduzierung

Wie aus dem vorherigen Abschnitt deutlich wird, ist SUMER ein sehr vielseitiges und flexibles Instrument. Im Gegensatz zu z.B. EIT, welches nur Gesamtsonnenbilder in vier fest vorgegebenen Wellenlängen beobachten kann, können bei SUMER viele Parameter variiert werden, um Beobachtungen zu optimieren. Dazu gehören insbesondere der spektrale Bereich und die angefahrne oder abgetastete Region auf der Sonne. Diese Flexibilität hat allerdings zur Folge, daß es keine Standardmethoden bzw. -software zur Datenreduzierung gibt. Je nach Ziel und Art der Beobachtung sind verschiedene Schritte notwendig, um Rohdaten zu korrigieren und in physikalische Größen zu wandeln. In diesem Abschnitt sollen die für diese Arbeit angewendeten Datenreduzierungsschritte dargestellt werden.

Die Rohdaten bestehen aus einem 92-Byte Header, in dem die für die Beobachtung relevanten Informationen gespeichert sind, wie z.B. die Koordinaten des anvisierten Punktes, die Belichtungszeit, die Wellenlänge etc., und einem zweidimensionalen Detektorbild (Image), das die von jedem Pixel über die Belichtungszeit integrierten Photonenzahl (Counts) enthält. Je nach Linien- und Spaltauswahl kann sich bei der Auslesung und Übertragung auch auf kleinere Ausschnitte (Fenster) des Detektors beschränkt werden. Darüberhinaus sind die Spaltjustierung und das Auslesefenster nicht immer perfekt angepaßt, so daß es zur Übertragung von „schwarzen“ Pixel kommen kann. Diese enthalten instrumentelles Streulicht, was vor allem bei Summation über die räumliche Richtung zu enormen Fehlern in der Zählrate führen kann. Schwarze Pixel werden daher einfach abgeschnitten. Zur Reduzierung der Telemetrierate werden die Daten an Bord von SOHO komprimiert. Es existieren 17 verschiedene Komprimierungsschemata. In dieser Arbeit wird ausschließlich die quasilogarithmische Methode verwendet, die 2-Byte Integer in 1-Byte Integer umwandelt, indem der natürliche Logarithmus der Counts genommen wird und die originalen Werte für das Maximum und Minimum des Images zur späteren Dekomprimierung im Header gespeichert werden. Die Dekomprimierung ist somit der erste Schritt zur Datenreduzierung.

Bei sehr hohen Zählraten ist eine Korrektur der Totzeit und der Sättigung (local gain depression) des Detektors notwendig. Ersteres muß erst bei Zählraten von ca. 50 000 Counts s^{-1} auf den gesamten Detektor korrigiert werden, während eine lokale Sättigung des Detektors schon oberhalb von ca. 50 Counts $s^{-1} px^{-1}$ eintritt und zu signifikanten Fehlern führt.

Eine der wichtigsten Korrekturen ist die Weißbild- oder auch Flatfieldkorrektur, die die unterschiedliche Lichtempfindlichkeit der Pixel ausgleicht. Durch eine homogene Ausleuchtung des Detektors erhält man eine Korrekturmatrix, die sämtliche Empfindlichkeitsschwankungen der einzelnen Pixel enthält. Da diese allerdings zeitlich variabel ist, werden in etwa monatlichen Abständen neue Flatfields an Bord aufgenommen. Dazu wird das Teleskop defokussiert und der Detektor vollständig mit dem solaren $Ly\alpha$ -Kontinuum ausgeleuchtet. In dieser Arbeit werden alle Spektren mit dem zeitlich am nächsten liegenden Flatfield korrigiert.

Aufgrund von elektrischen Störfeldern durch die Elektronik des Instruments, werden die im Detektor ausgelösten Elektronenkaskaden leicht abgelenkt, so daß es zu einer geometrischen Verzerrung des Detektorbildes kommt. Dieser Effekt ist am Rand des Detektors am stärksten und liefert gekrümmte Spektrallinien. Vor dem Start wurde dies quantifiziert, indem ein starres, rechtwinkliges Gitter auf den Detektor abgebildet und aus der gemessenen Krümmung eine Korrekturmatrix bestimmt wurde. Darüberhinaus ist die Abbildung des Spaltes auf dem Detektor leicht verdreht. Auch das wurde in diesem Zusammenhang quantifiziert und ist in der Korrekturmatrix integriert. Alle Spektren in dieser Arbeit werden mit dieser Matrix geometrisch entzerrt.

Die radiometrische Kalibrierung wurde im Labor vor dem Start von Hollandt et

al. [1996] durchgeführt. Darüberhinaus wurde während der ersten Operationsphasen die Kalibrierungskurven getestet und aktualisiert [Wilhelm et al., 1997]. In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich Detektor B verwendet und die aktuelle Kalibrierungskurve zeigt Abbildung 4.5. Die Ungenauigkeiten wurden zwischen 54 und 120 nm zu 15% und oberhalb 120 nm zu 25% (30% auf den bare MCP) abgeschätzt. Unterhalb von 54 nm ist die Ungenauigkeit recht groß (innerhalb eines Faktors 4), da nur sehr wenige Linien in diesem Bereich beobachtet werden können. Die Kurve wird in dieser Arbeit verwendet, um aus gemessenen Zählraten die Intensitäten zu bestimmen. Die SI-Einheit der Intensität ist $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{\AA}^{-1}$, allerdings werden in der Astro- und Sonnenphysik Intensitäten häufig auch in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ angegeben. In dieser Arbeit werden aber ausschließlich SI-Einheiten verwendet. Zum Vergleich sei die Umrechnung angegeben: $\text{W m}^{-2} = 1000 \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

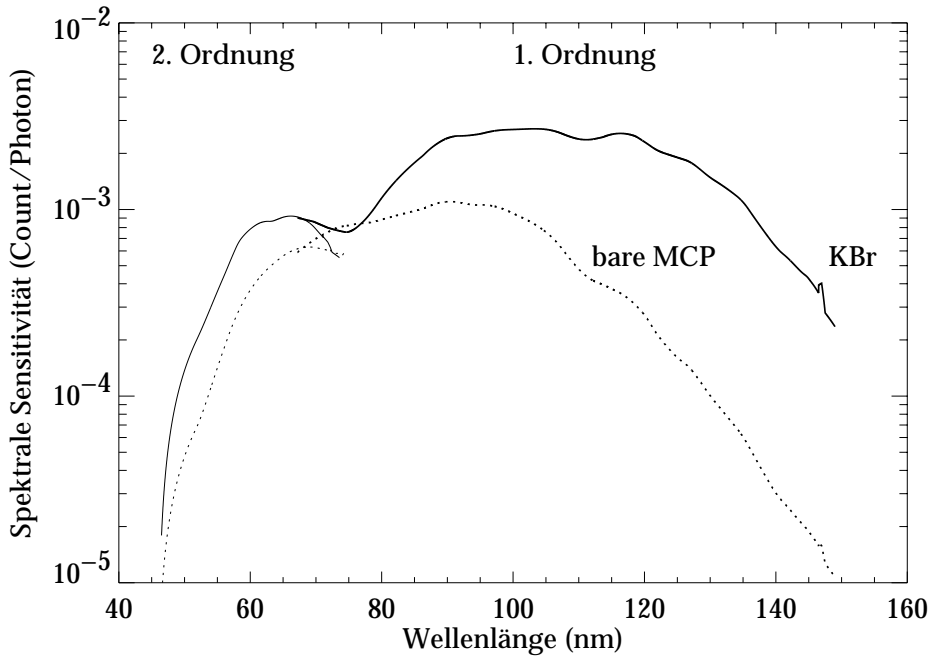


Abbildung 4.5: Verwendete Kalibrierungskurve von Detektor B. Die dicken Linien beziehen sich auf Beobachtungen in 1. Ordnung, dünne Linien auf Beobachtungen in 2. Ordnung. Gepunktet ist die Kalibrierungskurve der bare MCP und durchgezogen die der KBr beschichteten Photokathoden.

5 Analyse

Hauptziel dieser Arbeit ist es, den Einfluß von Spikulae auf die Übergangszone und Korona zu untersuchen. Im Vordergrund stehen dabei die beiden viel diskutierten Fragen, inwieweit $H\alpha$ Spikulae mit EUV Spikulae zusammenhängen und wenn sie zusammenhängen, welcher Heizmechanismus die beiden miteinander verknüpft (Kapitel 3). Eine speziell entwickelte Beobachtungssequenz mit dem SUMER Spektrometer ist dazu durchgeführt worden. Dieses Kapitel beinhaltet die Datenanalyse und die sich daraus ergebenden Interpretationen. Diese führen direkt auf ein Heizmodell für Spikulae, dessen Entwicklung ebenfalls Gegenstand dieses Kapitels ist. Eine umfassende Diskussion der Ergebnisse und deren Verbindung zu den Ausführungen in Kapitel 3 wird im Kapitel 6 geführt.

5.1 Beschreibung der Beobachtung

Für die Beobachtung von Spikulae in Emission kommen nur Limbaufnahmen in Frage. Besonders ist dafür der polare Limb geeignet, da dort Spikulae erfahrungsgemäß größer sind und weniger gehäuft vorkommen als am Äquator (Kapitel 3.1), was es erleichtert, individuelle Eigenschaften und Strukturen zu studieren. Darüberhinaus ist die sonstige Aktivität (hervorgerufen etwa durch koronale Streamer) am Äquator größer als an den Polen, was eine Identifikation von Spikulae am Äquator ungleich schwieriger macht. An den Polen kann man die Spalte von SUMER in nomineller Operation nur senkrecht zum Limb stellen, was für die Beobachtung von Spikulae nicht optimal ist. Deshalb wird hier ein 90° Rollmanöver von SOHO ausgenutzt, um den Spektrometerspalt tangential an den nördlichen polaren Limb zu legen. Damit ist die Wahrscheinlichkeit möglichst hoch, daß einige Spikulae die Sichtlinie des Spaltes durchkreuzen. Die Geometrie der Beobachtung ist in Abbildung 5.1 skizziert. Beginnend am weißen Limb, der mit einer Genauigkeit von $\pm 1''$ bestimmt werden kann, werden mit einer Schrittweite von $1''.14$ alle Höhen bis $21''.66$ oberhalb des Limbs abgetastet. 20 räumliche Pixel ($\approx 19''.2 \approx 14\,000$ km) sind auf der Westseite als dunkle Pixel abgeschnitten (Abschnitt 4.3), so daß der $1'' \times 120''$ -Spalt an seinen Rändern etwa $1''.8 \approx 1\,300$ km (östliches Ende) bzw. $0''.8 \approx 580$ km (westliches Ende) höher oberhalb des Limbs liegt.

An jeder Spaltposition werden drei verschiedene spektrale Bereiche angefahren, die jeweils mit einer Belichtungszeit von 45 s aufgenommen werden. Diese Sequenz wird an jeder Höhe dreimal wiederholt. Durch Stapelung von drei Aufnahmen des gleichen Spektralbereiches erreicht man eine effektive Belichtungszeit von 135 s, was die Zählratenstatistik verbessert. Die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Spaltpositionen beträgt inklusive Auslesen des Detektors, Drehen des Spektrometers, Verschieben des Parabolspiegels und 6.75 min Gesamtbelichtungszeit etwas weniger als 10 min. Die angefahrenen spektralen Bereiche und die verwendeten Spalte sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Für den Spektralbereich von 748–792 Å wird

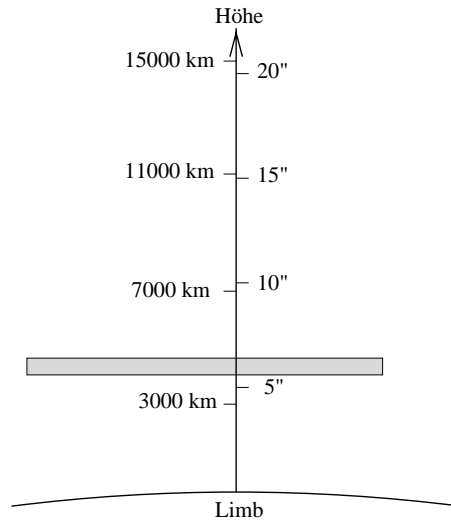


Abbildung 5.1: *Schematische Darstellung der Beobachtungsgeometrie. Die horizontale Richtung ist nicht skaliert. Eine Position des verwendeten $1'' \times 120''$ Spaltes ist eingetragen.*

der Detektor über die gesamte spektrale Länge von 1024 Pixel ausgelesen. Die Beschränkung in der Telemetrierate macht es deshalb erforderlich, den kleineren Spalt mit $1'' \times 120''$ zu verwenden. Alle Spalte werden direkt an den Nordpol zentriert (Rotationsachse der Sonne). Die Beobachtung wurde am 3. September 1997 von 11:01:01 bis 14:18:03 UT durchgeführt.

Ion	λ (Å)	Spalt
OIII	702.822	$1'' \times 300''$
OIII	702.899	
OIII	703.850	
OII	718.484	
OII	718.562	
Von SiV bis OIV	748.392 790.199	$1'' \times 120''$
OII	832.762	$1'' \times 300''$
OIII	832.927	
OII	833.332	
OIII	833.742	
OII	834.462	
OIII	835.096	
OIII	835.292	

Tabelle 5.1: *Zusammenfassung der angefahrenen spektralen Bereiche und verwendeten Spalte.*

5.2 Linienidentifizierung

Die Analyse in der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit den Emissionslinien im 748–790 Å Bereich, so daß die Linienidentifizierung nur für diesen vorgestellt wird. An den Datensätzen werden folgende Korrekturen der Rohdaten vorgenommen (vgl. Kapitel 4.3): Dekomprimierung, Flatfield-Korrektur mit einem am 12.8.1997 an Bord aufgenommenen Flatfield, geometrische Entzerrung und schließlich radiometrische Kalibrierung.

Abbildung 5.2 zeigt das über den gesamten Spalt gemittelte und über drei Belichtungen gestapelte Limbspektrum. Die Kontinuumsstrahlung hat Intensitäten zwischen 5 und 10 $\text{mW m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{Å}^{-1}$. Ein Vergleich mit Abbildung 2.4 zeigt, daß dies der abklingende Schwanz des Lyman Kontinuums ist. Die Wellenlängenkalibration ist nur auf 100 mÅ genau (eine genauere Wellenlängenskala ist hier nicht erforderlich) und wurde durch Mittelung über Spektren aller Höhen und Vergleich mit bekannten Wellenlängen verschiedener Linien durchgeführt. Die Linienidentifikation ist mit Hilfe einer Arbeit von Curdt et al. [1997] geschehen. Eine Fülle von Emissionslinien von Ionen unterschiedlicher Ionisationsstufen sind in diesem Bereich vorhanden. Tabelle 5.2 faßt alle Spektrallinien zusammen. Sie wurde aus der atomaren Datenbasis CHIANTI [Dere et al., 1997] kompiliert und zeigt theoretische Wellenlängen, klassifiziert Strahlungsübergänge und gibt Formationstemperaturen (bzw. Temperaturen der maximalen Ionenhäufigkeit im Ionisationsgleichgewicht aus Arnaud and Rothenflug [1985]) der einzelnen Ionen an.

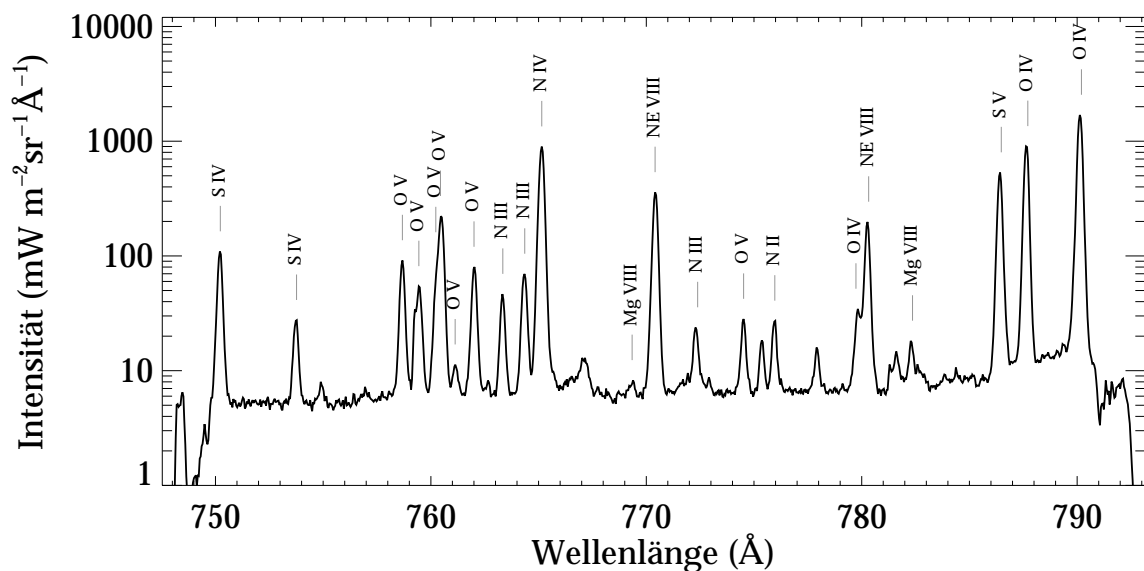


Abbildung 5.2: *Limbspektrum in dem Bereich von 748–792 Å mit einigen Linienidentifikationen. Der starke Abfall am Rand ist auf die Ly α attenuator (Abbildung 4.3) zurückzuführen.*

Ion	λ (Å)	Übergang		T_{\max} (10^5 K)
SiV	750.220	$3s^2 3p \ ^2P_{3/2}$	– $3s 3p^2 \ ^2P_{3/2}$	0.8
SiV	753.759	$3s^2 3p \ ^2P_{3/2}$	– $3s 3p^2 \ ^2P_{1/2}$	0.8
Ov	758.675	$2s 2p \ ^3P_1$	– $2p^2 \ ^3P_2$	2.4
Ov	759.439	$2s 2p \ ^3P_0$	– $2p^2 \ ^3P_1$	2.4
Ov	760.225	$2s 2p \ ^3P_1$	– $2p^2 \ ^3P_1$	2.4
Ov	760.444	$2s 2p \ ^3P_2$	– $2p^2 \ ^3P_2$	2.4
Ov	761.126	$2s 2p \ ^3P_1$	– $2p^2 \ ^3P_0$	2.4
Ov	762.002	$2s 2p \ ^3P_2$	– $2p^2 \ ^3P_1$	2.4
NIII	763.334	$2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	– $2s 2p^2 \ ^2S_{1/2}$	0.8
NIII	764.351	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	– $2s 2p^2 \ ^2S_{1/2}$	0.8
NIV	765.147	$2s^2 \ ^1S_0$	– $2s 2p \ ^1P_1$	1.5
MgVIII	769.343	$2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	– $2s 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	7.9
NeVIII	770.409	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2}$	– $1s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	6.3
NIII	771.545	$2s 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	– $2p^3 \ ^4S_{3/2}$	0.8
NIII	771.901	$2s 2p^2 \ ^4P_{3/2}$	– $2p^3 \ ^4S_{3/2}$	0.8
MgVIII	772.260	$2p \ ^2P_{3/2}$	– $2s 2p^2 \ ^4P_{5/2}$	7.9
NIII	772.385	$2s 2p^2 \ ^4P_{5/2}$	– $2p^3 \ ^4S_{3/2}$	0.8
Ov	774.516	$2s 2p \ ^1P_1$	– $2p^2 \ ^1S_0$	2.4
NII	775.965	$2s^2 2p^2 \ ^1D_2$	– $2s 2p^3 \ ^1D_2$	0.3
Sx	776.373	$2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2}$	– $2s^2 2p^3 \ ^2P_{3/2}$	14.0
OIV	779.736	$2s 2p^2 \ ^2D_{5/2}$	– $2p^3 \ ^2D_{3/2}$	1.7
OIV	779.820	$2s 2p^2 \ ^2D_{3/2}$	– $2p^3 \ ^2D_{3/2}$	1.7
OIV	779.912	$2s 2p^2 \ ^2D_{5/2}$	– $2p^3 \ ^2D_{5/2}$	1.7
OIV	779.994	$2s 2p^2 \ ^2D_{3/2}$	– $2p^3 \ ^2D_{5/2}$	1.7
NeVIII	780.324	$1s^2 2s \ ^2S_{1/2}$	– $1s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	6.3
MgVIII	782.338	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	– $2s 2p^2 \ ^4P_{3/2}$	7.9
Sv	786.467	$3s^2 \ ^1S_0$	– $3s 3p \ ^1P_1$	1.5
Sx	787.556	$2s^2 2p^3 \ ^4S_{3/2}$	– $2s^2 2p^3 \ ^2P_{1/2}$	14.0
OIV	787.710	$2s^2 2p \ ^2P_{1/2}$	– $2s 2p^2 \ ^2D_{3/2}$	1.7
MgVIII	789.391	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	– $2s 2p^2 \ ^4P_{1/2}$	7.9
OIV	790.112	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	– $2s 2p^2 \ ^2D_{3/2}$	1.7
OIV	790.199	$2s^2 2p \ ^2P_{3/2}$	– $2s 2p^2 \ ^2D_{5/2}$	1.7

Tabelle 5.2: EUV Linienliste in dem Wellenlängenbereich von Abbildung 5.2.

Die kälteste Linie ist die NII 775.97 Å Linie mit 30 000 K und die heißesten die SX 776.37 und 787.56 Å Linien mit 14 Millionen K Formationstemperatur. Weiterhin sind noch die beiden starken koronalen Resonanzlinien von NeVIII bemerkenswert, sowie eine Vielzahl von Linien aus der Übergangszone, wie z.B. die zwei OIV Linien bei 787.71 und 790.20 Å, die zu den $2s^2 2p \ ^2P - 2s 2p^2 \ ^2D$ Übergängen gehören. Weitere OIV Linien befinden sich um 779 Å mit den Übergängen $2s 2p^2 \ ^2D - 2p^3 \ ^2D$. Das Intensitätsverhältnis aus diesen beiden Liniensätzen ist temperaturempfindlich. Darüberhinaus finden sich eine Vielzahl von $2s 2p \ ^3P - 2p^2 \ ^3P$ Übergängen vom Be-artigen Ov um 760 Å herum. Bei allen Be-artigen Ionen sind die $2s 2p \ ^3P$ Zustände metastabil, d.h. nach Abschnitt 2.2 gehen sie sowohl durch Elektronenstöße als auch durch Strahlungsemissionen in den Grundzustand über. Intensitäten von Linien aus dem $2p^2 \ ^3P_1$ Zustand sind dichteempfindlich wenn sie mit Linienintensitäten aus den $2p^2 \ ^3P_0$ oder $2p^2 \ ^3P_2$ Zuständen verglichen werden. Hier ist somit das Verhältnis von Ov 759.44 Å und Ov 761.13 Å zur Dichtediagnostik geeignet.

5.3 Spikulae in verschiedenen EUV Linien

Der spektrale Bereich in Abbildung 5.2 enthält eine Vielzahl von simultan belichteten Emissionslinien, die es erlauben, Spikulae in verschiedenen Temperaturbereichen zu untersuchen.

5.3.1 Räumliche Intensitätsverteilung

In der folgenden Analyse soll nur mit gestapelten Daten gearbeitet werden, um eine bessere Zählratenstatistik zu erhalten. Die Detektoren von SUMER sind nahezu rauschfrei und der einzige signifikante Beitrag zum Signal-zu-Rausch Verhältnis (s/n) ist der statistische Fehler der Zählraten. Zählraten genügen einer Poisson-Verteilung, so daß der statistische Fehler gleich der Wurzel aus der Zählrate ist. Durch Stapelung über drei Aufnahmen wird die Zählrate erhöht und somit der relative Fehler erniedrigt. Damit werden kurzlebige Strukturen zwar unterdrückt, aber der kleinere statistische Fehler liefert sicherere Ergebnisse. Am Ende dieses Abschnittes werden auch die Ergebnisse der ungestapelten Daten angegeben.

Spikulae sind am Limb in Emission sichtbar, da sie dichter und damit nach Gleichung 2.14 heller sind als ihre Umgebung. Um Spikulae aus den Spektren indentifizieren zu können, ist es sinnvoll die Variation der Linienflüsse in der räumlichen Richtung zu betrachten. Dazu werden ausgesuchte Linien über ihre spektrale Breite integriert, was den spektralen Fluß liefert. Bei der Auswahl der Linien wurde darauf geachtet, daß sie möglichst isoliert liegen und nicht von anderen Linien überlagert werden und daß sie insgesamt einen breiten Temperaturbereich abdecken. Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis für sechs verschiedene Ionen und 3 ausgesuchten Höhen. Die gewählten Höhen sind ein Kompromiß aus einer Minimierung von Sichtlinieneffekten und maximalem s/n , welche beide mit zunehmender Höhe abnehmen.

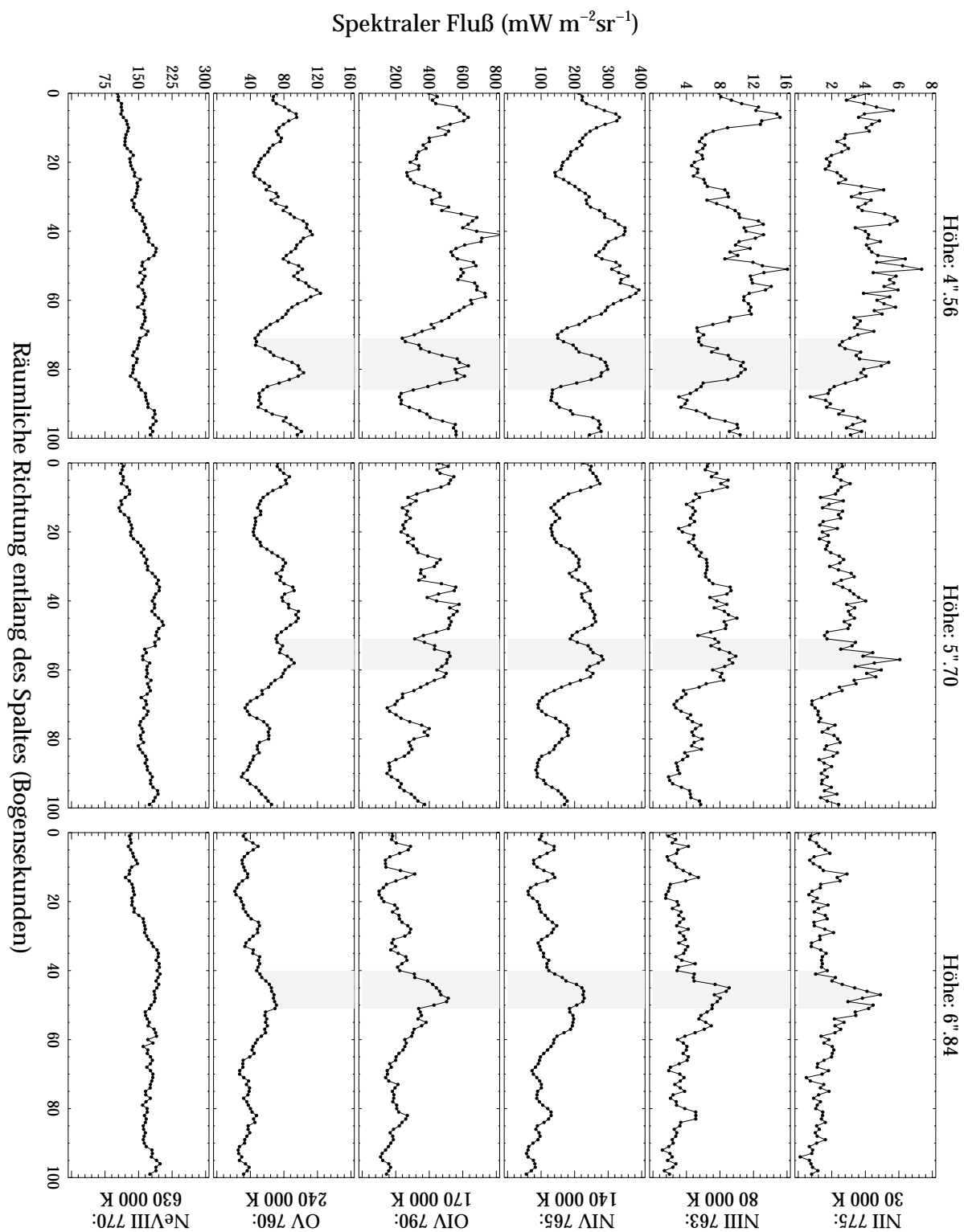


Abbildung 5.3: *Linienflüsse von sechs ausgewählten Ionen für drei Höhen. Die Ionenspezies und deren Formationstemperatur sind rechts angegeben. Die drei grauschattierten Bereiche begrenzen ausgewählte Strukturen, die für die quantitative Analyse verwendet werden.*

Die Ionen sind so angeordnet, daß ihre Formationstemperatur nach unten hin zunimmt. Bilder einer Spalte sind simultan aufgenommen, während zwischen den Spalten ein Zeitunterschied von etwa 10 min vorliegt. Für jedes Ion ist eine fixe Skala für den Fluß gewählt, um dessen Abfall mit der Höhe zu demonstrieren. Bis auf für NeVIII trifft das für alle Ionen zu. Scharfe spikulare Strukturen sind vor allem in der NII und teilweise auch in der NIII Emissionslinie zu sehen. Sie haben typische horizontale Ausdehnungen von 2–4". Die heißeren Linien aus der Übergangszone, wie NIV, OIV und OV, zeigen ungleich breitere Strukturen mit typischen horizontalen Ausdehnungen von 10–20". Allerdings treten diese Strukturen bei der OV Linie nicht immer so stark hervor (z.B. bei Höhe 6"/84). Jede dieser Strukturen ist räumlich korreliert mit einem Bündel der scharfen spikularen Strukturen in NII und NIII. Letztere zeigt allerdings teilweise auch schon breitere Strukturen.

Im Kontrast dazu zeigt die NeVIII Linie keinerlei vergleichbare Strukturen, sondern einen nahezu konstanten Fluß über die gesamte Ausdehnung des Spaltes und für alle Höhen. Die Spikulae scheinen sich nicht bis in diesen Temperaturbereich auszudehnen.

5.3.2 Diagnostik

Ziel dieses Abschnittes ist es, für die in Abbildung 5.3 identifizierten Spikulae und den dazu korrelierten Strukturen in den Linien der mittleren Übergangszone physikalische Parameter zu bestimmen. Dazu sind in Abbildung 5.3 je eine Struktur pro Höhe grau schattiert, die genauer untersucht werden.

In Abbildung 5.3 ist das Plasma insofern schon implizit diagnostiziert, indem jedem Ion eine Formationstemperatur zugeordnet ist. Dies ist in diesem Fall auch ein guter Indikator für die wahre Elektronentemperatur des Plasmas, da keine Li- oder He-artigen Ionen verwendet sind, die ein Temperaturplateau bzw. Hochtemperaturschwanz besitzen (Abbildung 2.5). Die Frage ist nun, ob das beobachtete Plasma vielleicht so dynamisch ist, daß die Annahme eines Ionisationsgleichgewichts nicht gerechtfertigt ist. Nach Abschnitt 2.2 ist das Abweichen der aus Linienverhältnissen bestimmten Elektronentemperatur von der Formationstemperatur ein Indikator dafür, daß kein Ionisationsgleichgewicht vorliegt. Wie oben erwähnt, ist in dem hier betrachteten Spektralbereich das Verhältnis der Intensitäten der OIV 779.91 Å und OIV 787.71 Å Emissionslinien temperaturempfindlich. Abbildung 5.4 zeigt diese Abhängigkeit für drei verschiedene Dichten. Zur Berechnung wurde die atomare Datenbasis CHIANTI [Dere et al., 1997] verwendet. Es zeigt sich, daß für die hier betrachteten Dichten die Linienverhältnisse einen ähnlichen Verlauf haben. Für höhere Dichten ($\geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) verlaufen die Kurven bei signifikant höheren Werten. Diese sind allerdings für die Untersuchung hier nicht relevant. Man erkennt, daß bei der Formationstemperatur von OIV von 170 000 K das Verhältnis je nach Dichte zwischen 0.23 und 0.25 liegen sollte.

Aus den Daten müssen nun die Linienflüsse für diese Berechnung möglichst genau

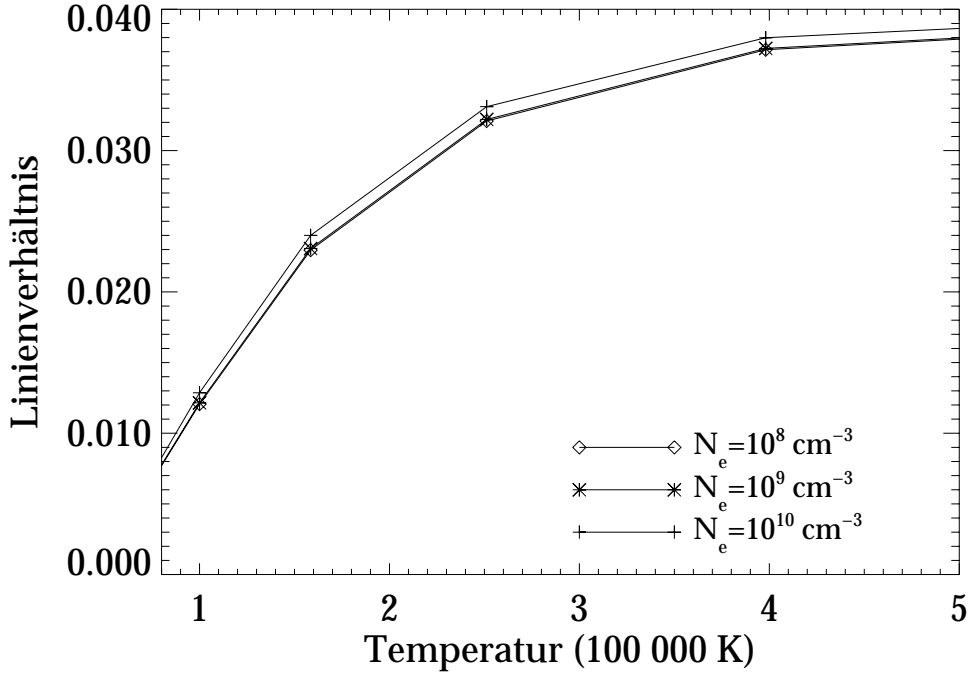


Abbildung 5.4: Theoretische Abhängigkeit von OIV 779.91/OIV 787.71 mit der Temperatur für drei verschiedene Elektronendichten. Die atomare Daten stammen aus der Datenbasis CHIANTI.

bestimmt werden. Dazu werden die Linienprofile über die grau schattierten Bereiche in Abbildung 5.3 räumlich gemittelt, die Kontinuumsstrahlung bestimmt, linear interpoliert und abgezogen und die Daten schließlich an eine Gaußkurve angepaßt. Der Linienfluß ist dann das Integral über die gewonnene Gaußkurve. Diese Prozedur ist bei der OIV 787.71 Å Linie kein Problem, da diese Linie isoliert liegt. Anders die OIV 779.91 Å Linie, die von der benachbarten intensiven NeVIII 780.32 Å Linie teilweise überblendet wird. Um diese voneinander zu trennen, werden die Daten nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Summe zweier Gaußkurven angepaßt. Dies soll in Abbildung 5.5 am Beispiel der Struktur bei 4''56 oberhalb des Limbs verdeutlicht werden. Die grau schattierte Region ist das zuvor bestimmte Kontinuum, welches abgezogen ist. Die Sterne repräsentieren die Beobachtungsdaten, die gepunktete Linie die Summe der Gaußkurven und die durchgezogenen Linien die einzelnen Gaußkurven. Abbildung 5.5 zeigt, daß dadurch eine vernünftige Trennung beider Linien erzielt werden kann.

Damit hat man nun aber noch keine Information über den Fluß in der OIV 779.91 Å Linie, denn wie Tabelle 5.2 zeigt, liegt hier ein Multiplett von vier Linien vor. Die Zentren dieser Linien liegen so dicht beieinander, daß die Maxima auf dem Detektor von SUMER einen Abstand von nur 2 Pixel oder weniger haben. Das genügt nicht, um die Linien auflösen zu können. Somit wird das Multiplett nur an eine einzelne

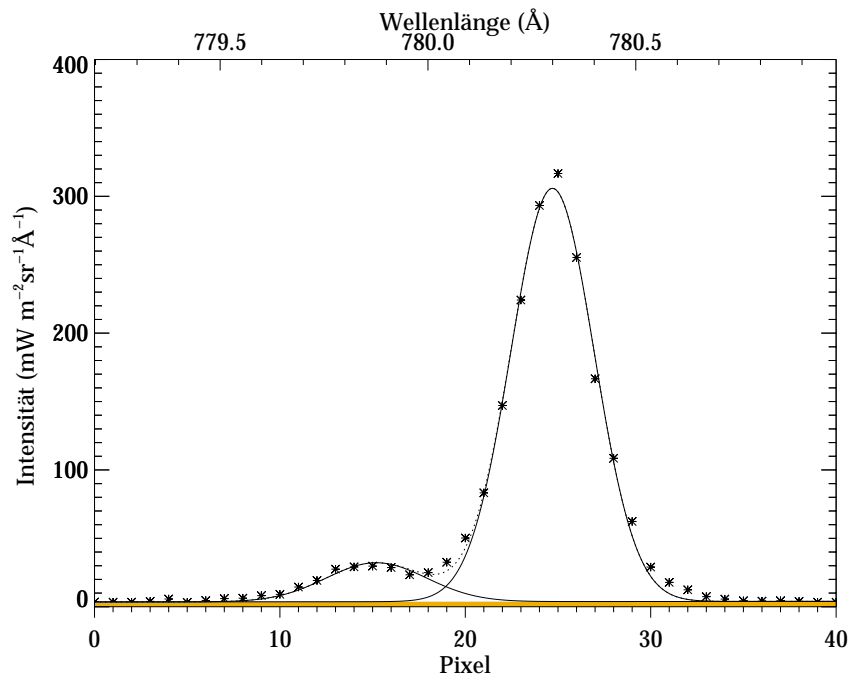


Abbildung 5.5: *Fit der Daten an eine Summe von zwei Gaußkurven. Die intensive Linie ist die Ne VIII 780.32 Å Linie, während in der weniger intensiven Linie ein Multiplett von O IV steckt.*

Gaußkurve angepaßt und versucht, die Anteile der anderen Linien darin atomphysikalisch zu bestimmen. Tabelle 5.2 zeigt, daß die O IV 779.99 Å und O IV 779.91 Å Linien aus dem gleichen oberen Zustand hervorgehen ($2p^3\ ^2D_{5/2}$), so daß nach Gleichung (2.13) das Intensitätsverhältnis dem Verhältnis der Strahlungskaskaden-Koeffizienten B_{jg} entspricht. Dieses beträgt für diese Linien 1 : 0.07. Das gleiche gilt für die anderen beiden Linien O IV 779.74 Å und O IV 779.82 Å, die ebenfalls vom gleichen oberen Zustand entstehen ($2p^3\ ^2D_{3/2}$) und deren Strahlungskaskaden-Koeffizientenverhältnis 0.12 : 1 ist. Das Intensitätsverhältnis der beiden Zustände zusammen ist das Verhältnis ihrer statistischen Gewichte ω_i und liegt bei 1.5. Somit betragen die Intensitätsverhältnisse für das gesamte Multiplett

$$\begin{array}{ccccccc} 0.12 & : & 1.00 & : & 1.56 & : & 0.12 \\ \text{O IV 779.74 Å} & : & \text{O IV 779.82 Å} & : & \text{O IV 779.91 Å} & : & \text{O IV 779.99 Å} \end{array}$$

Der relative Anteil der gesuchten O IV 779.91 Å Linie am gesamten Multiplett beträgt damit 56%.

Aus den berechneten Flüssen und deren Verhältnissen erhält man schließlich mit Hilfe von Abbildung 5.4 die Elektronentemperatur des Plasmas. Dies ist für alle grau schattierten Bereiche von Abbildung 5.3 durchgeführt. Tabelle 5.3 faßt die Ergebnisse zusammen. Es zeigt sich, daß sich das Plasma in diesem Temperaturbereich im oder mindestens nahe am Ionisationsgleichgewicht befindet. Dies schränkt die In-

Höhe	OIV 779.91	OIV 787.71	Verhältnis	T_e (K)
4''56	4.9	214.6	0.023	160 000
5''67	4.7	196.3	0.024	170 000
6''84	4.7	185.6	0.025	180 000

Tabelle 5.3: *Abgeleitete Flüsse in $mW m^{-2} sr^{-1}$ und deren Verhältnisse für die gewählten Strukturen in Abbildung 5.3. Die Temperaturen sind für $N_e = 10^9 cm^{-3}$ angegeben.*

terpretationsmöglichkeiten der Beobachtung ein (Abschnitt 5.3.4), ist aber zunächst auch ein guter Hinweis darauf, daß die in Abschnitt 2.2 entwickelten Methoden und Näherungen hier zurecht anwendbar sind.

Hier soll nun das Verhalten der Elektronendichte mit der Temperatur in den einzelnen beobachteten Spikulae abgeschätzt werden. Nach Abschnitt 2.2 ist eine Möglichkeit dies durchzuführen, das Emissionsmaß (Gleichung (2.14)) zu bestimmen und eine Abschätzung über das emittierende Volumen zu machen. Das Emissionsmaß kann aus dem gemessenen Fluß F jedes Ions mit Hilfe von Gleichung (2.15) bestimmt werden.

$$F(\lambda_{jg}) = \frac{0.8}{4\pi R^2} \frac{hc}{\lambda_{jg}} \frac{N(X)}{N(H)} \int_V N_e^2 dV \int_{\Delta T} G(T) dT \quad (2.15)$$

Zur Ermittlung der Beitragsfunktion $G(T)$ werden die atomare Datenbasis CHIANTI und die Ionisationsgleichgewichte von Arnaud and Rothenflug [1985] verwendet. Die Elementenhäufigkeiten in Gleichung (2.15) werden aus Tabelle 2.1 übernommen und das Integral über die Beitragsfunktion wird mit Gleichung (2.17) genähert.

Bei Spaltspektrometern wie SUMER definiert das räumliche Auflösungsvermögen des Instrumentes das Volumen V des beobachteten Plasmas. Da hier von optisch dünnen Emissionslinien ausgegangen wird, beinhaltet das Integral in (2.15) das gesamte Volumen in der Sichtlinie des Instrumentes. Das Volumenelement dV kann daher als Ads angesehen werden, wobei A die projizierte Fläche der Instrumentenapertur ist (der Raumwinkel) und ds das Wegelement entlang der Sichtlinie. Gibt man also, wie hier, den Fluß in Gleichung (2.15) pro Steradian an, so kürzen sich A/R^2 heraus und die Integration ist nur noch über die Sichtlinie durchzuführen. Es soll in diesem Zusammenhang noch einmal klargestellt werden, was physikalisch beobachtet wird. Der gemessene Fluß auf der linken Seite in Gleichung (2.15) beinhaltet sämtliche Photonen der Emissionslinie, die in die Sichtlinie zwischen den Detektoren und der Sonnenoberfläche bzw. oberhalb des Limbs auch darüberhinaus emittiert werden. Dabei schränkt die temperaturabhängige Beitragsfunktion $G(T)$ das Emissionsmaß auf einen schmalen Temperaturbereich ein. Im Prinzip kann das gleiche Emissionsmaß von einem Plasma geringer Dichte produziert werden, welches

einen großen Anteil der Sichtlinie einnimmt, wie ein Plasma hoher Dichte, welches nur einen kleineren Anteil der Sichtlinie einnimmt. Ohne weitere Informationen kann man zwischen diesen Fällen nicht unterscheiden.

Um die Elektronendichte aus dem Emissionsmaß zu ermitteln, muß eine Aussage über die Ausdehnung der beobachteten Strukturen in Sichtlinienrichtung getroffen werden. Sinnvoll ist dabei die Annahme, daß diese gleich deren gemessene Breite ist, so daß sie einer Kasten geometrie angenähert werden. Die Dichte ist dann die mittlere Elektronendichte innerhalb der Struktur, in der projizierten Höhe des Spaltes und in dem Temperaturbereich um die Formationstemperatur des Ions. Wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt, ist diese Methode nicht exakt und die resultierenden Werte müssen eher als untere Grenzen für die Elektronendichte angesehen werden.

Diese Prozedur ist für alle drei grau schattierten Strukturen durchgeführt worden, wobei aus den schmalskaligen Strukturen immer nur eine repräsentativ für das gesamte Bündel herausgegriffen ist. Zuvor ist der Beitrag von Vorder- und Hintergrundstrahlung zum Gesamtfluß abgeschätzt worden, indem diesem ein gewisser Anteil des gemessenen Flusses in Abbildung 5.3 zugeordnet und schließlich abgezogen wurde. Das Ergebnis faßt Tabelle 5.4 zusammen. Die Dichten haben die Tendenz, mit der Höhe abzunehmen. Dies ist allerdings abhängig von der Auswahl der Strukturen. Viel interessanter ist, daß die Dichten auch mit zunehmender Plasmatemperatur abnehmen. Darüberhinaus liegen die absoluten Werte zwischen typischen Dichten der polaren Korona (10^8 cm^{-3}) und von $\text{H}\alpha$ Spikulae ($3 \cdot 10^{10} - 1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Ein Vergleich mit den chromosphärischen Jets, wie sie von Dere et al. [1983] in einer C I Linie beobachtet werden (Tabelle 3.2), zeigt, daß diese eine Elektronendichte von der Größenordnung 10^{11} cm^{-3} besitzen. Dies ist ungleich höher als die Dichten, die hier

			$N_e/10^9 \text{ cm}^{-3}$		
	T_{max}/K	typische Breiten	Höhe:		
			4''54	5''70	6''84
N II	$3 \cdot 10^4$	2'' - 3''	1.9	1.9	1.6
N III	$8 \cdot 10^4$	2'' - 3''	1.5	1.5	1.5
N IV	$1.5 \cdot 10^5$	10'' - 20''	1.0	1.3	1.2
O IV	$1.7 \cdot 10^5$	10'' - 20''	1.0	1.2	1.2
O V	$2.4 \cdot 10^5$	10'' - 20''	0.9	1.1	1.0
Dichten nach Abbildung 5.6			2.3	5.0	5.5
Dichten nach Doschek et al. [1998]			1.3	3.5	4.0

Tabelle 5.4: *Räumliche Ausdehnung und abgeschätzte Elektronendichten der spikularen Strukturen in Abbildung 5.3 für verschiedene Plasmatemperaturen. Die letzten beiden Zeilen enthalten Dichten, welche aus dem dichteempfindlichen Linienverhältnis zwischen $\text{O V } 759.45 \text{ \AA}$ und $\text{O V } 761.15 \text{ \AA}$ bestimmt wurden.*

bestimmt sind. Allerdings liegt die Formationstemperatur von C I auch bei 16 000 K,

so daß dies durchaus konsistent ist.

Um zu überprüfen, inwieweit die absoluten Werte für die Dichte einen Aussagewert haben, ist das dichteempfindliche Linienvverhältnis zwischen Ov 759.45 Å und Ov 761.15 Å untersucht worden. Abbildung 5.6 zeigt die Dichteabhängigkeit des Linienvverhältnisses, wie es mit Hilfe der atomaren Datenbasis CHIANTI errechnet wurde.

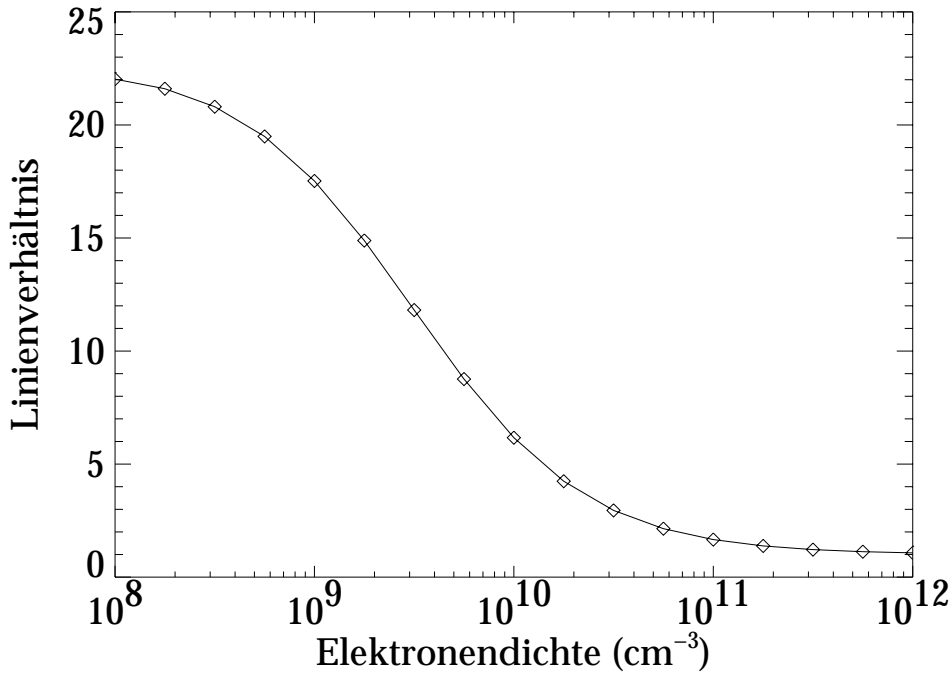


Abbildung 5.6: *Dichteempfindliches Linienvverhältnis Ov 759.44 Å/Ov 761.15 Å aus der atomaren Datenbasis CHIANTI.*

Wie schon bei der Untersuchung der temperaturempfindlichen OIV Linien, sind auch hier die Daten an eine Summe von Gaußkurven angepaßt worden. Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis an einem Ensemble von fünf Ov Linien zwischen 758 und 762 Å beispielhaft bei einer projizierten Höhe von 4''56. Dabei muß auf zwei Schwierigkeiten hingewiesen werden. Erstens hat die Ov 761.15 Å Linie eine vergleichsweise geringe Intensität. Um den Fehler bei der Anpassung zu minimieren, ist diese entgegen Abbildung 5.7 nur an eine einzelne Gaußkurve angepaßt worden. Zweitens hat die Ov 759.45 Å Linie einen ausgeprägten Bauch in ihrem blauen Flügel. Dies ist keine andere Spektrallinie, sondern leider auf den Detektor zurückzuführen, da gerade dort der Übergang vom KBr zum Bare ist (Abbildung 4.3). Um diesen Fehler zu minimieren, wurde der Bauch nicht für den Fit verwendet. Aus den gewonnenen Flüssen und deren Verhältnis kann eine Elektronendichte bestimmt werden. Das Ergebnis ist in der unteren Zeile von Tabelle 5.4 mit eingetragen. Doschek et al.

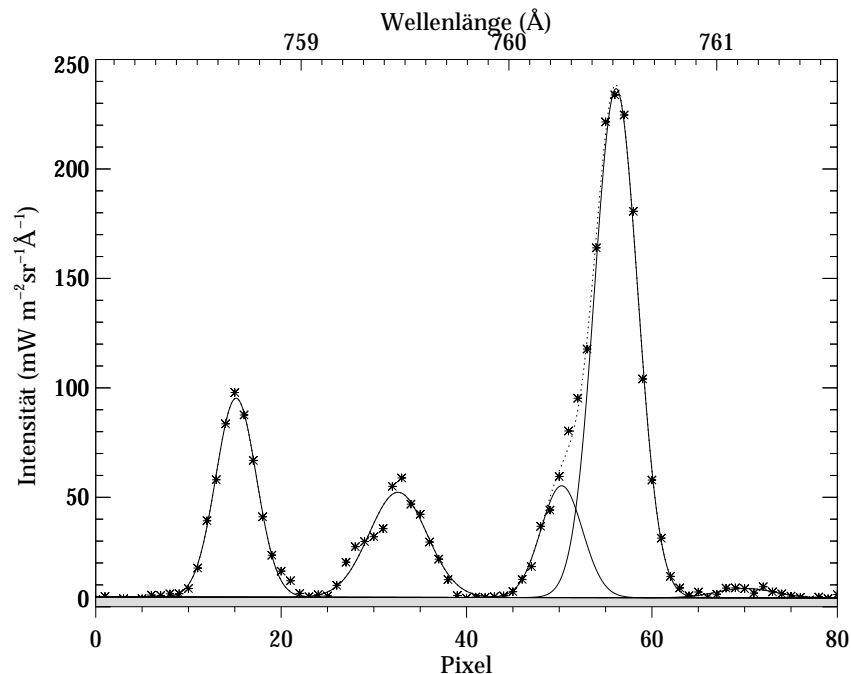


Abbildung 5.7: *Fit der Daten an eine Summe von fünf Gaußkurven.*

[1998] haben in einer aktuellen Arbeit die theoretische Dichteabhängigkeit des Linienvverhältnisses von Ov 759.45 und Ov 761.15 nochmal neu evaluiert und aktuellere atomare Daten benutzt, als die, die in CHIANTI verwendet werden. Welche Dichten sich daraus ableiten, ist ebenfalls in der unteren Zeile von Tabelle 5.4 angegeben.

Die absoluten Werte der Elektronendichten unterscheiden sich nicht sehr stark von denen, die für OV 760.44 Å aus der Analyse des Emissionsmaßes gewonnen sind. Dies zeigt, daß die Abschätzungen über das Emissionsmaß recht gut sind. Außerdem bestätigt sich, daß die Emissionsmaßanalyse nur untere Grenzen für die Elektronendichten liefert, da alle Dichten, die aus dem Linienvverhältnis bestimmt wurden, einen größeren Wert haben. Somit kann man annehmen, daß sich die Dichten auch zu kleineren Temperaturen hin zu größeren Werten verschieben, so daß der Trend der abnehmenden Dichte mit zunehmender Plasmatemperatur erhalten bleibt. Zumindest für die Übergangszonenlinien NIV und OIV sollte diese Aussage mit großer Wahrscheinlichkeit stimmen.

Mit welchem Fehler die aus dem Linienvverhältnis bestimmten Dichten behaftet sind, ist schwer abzuschätzen, da man keine Auskunft darüber hat, wie genau die atomaren Daten sind. Die Ungenauigkeiten durch Zählratenstatistik, Subtraktion des Kontinuums und Fit der Linie betragen im schlimmsten Fall nicht mehr als 25%, bzw. liegen für den normalen Fall unterhalb 20%. Damit kann eine Gesamtungenauigkeit für die Dichten von einem Faktor 2 abgeschätzt werden. Somit liegen die absoluten Werte wie oben angegeben immer noch zwischen den typischen Dichten der polaren Korona und der H α Spikulae. Die Beiträge der Fehler der atomphysi-

kalisch bestimmten Parameter zu dieser Ungenauigkeit ist systematisch. So sollte ein Vergleich von Dichten des gleichen Ions für verschiedene Regionen eine relative Ungenauigkeit kleiner als 2 haben.

5.3.3 Hochaufgelöste Daten

Hier soll der Vollständigkeit halber nur kurz die Ergebnisse der Analyse der ungestapelten Daten dargestellt werden. Dabei wird sich nur auf die Präsentation der relevanten Teile der Ergebnisse beschränkt, da die angewendeten Analysetechniken die gleichen sind, wie bei den gestapelten Daten [Budnik et al., 1998].

Die ungestapelten Daten haben den Vorteil, daß sie Prozesse mit kleiner Lebensdauer zeigen. Dahingegen ist die Zählratenstatistik nicht so gut und damit die erzielten Ergebnisse nicht so vertrauensvoll wie bei den gestapelten Daten.

Abbildung 5.8 zeigt wie Abbildung 5.3 die spektral integrierten Linienflüsse für drei ausgewählte projizierte Höhen. Es treten auch hier wieder die schon oben angesprochenen Phänomene auf. Die grau schattierten Bereiche sind wieder herausgegriffene Strukturen, die genauer analysiert werden. Tabelle 5.5 faßt die Ergebnisse der Dichtediagnostik aus der Emissionsmaßanalyse und der Untersuchung des dichteempfindlichen Linienverhältnisses zusammen.

			$N_e/10^9\text{cm}^{-3}$		
	T_{max}/K	typische Breiten	Höhe:		
			4''54	5''70	6''84
N II	$3 \cdot 10^4$	2'' - 3''	2.0	1.8	1.4
N III	$8 \cdot 10^4$	2'' - 3''	1.7	1.5	1.2
N IV	$1.4 \cdot 10^5$	10'' - 20''	1.2	1.2	1.0
O IV	$1.7 \cdot 10^5$	10'' - 20''	1.0	1.1	1.0
O V	$2.4 \cdot 10^5$	10'' - 20''	0.8	0.9	0.9
Dichten nach Abbildung 5.6			8.0	8.0	9.8
Dichten nach Doschek et al. [1998]			5.0	5.0	6.0

Tabelle 5.5: *Räumliche Ausdehnung und abgeschätzte Elektronendichten der spikularen Strukturen in Abbildung 5.8 für verschiedene Plasmatemperaturen. Vergleiche Tabelle 5.4.*

Es muß bemerkt werden, daß die Diskrepanz zwischen den Elektronendichten, die aus dem Emissionsmaß und dem dichteempfindlichen Linienverhältnis ermittelt sind, viel größer ist, als bei den gestapelten Daten. Die Absolutwerte der Elektronendichte

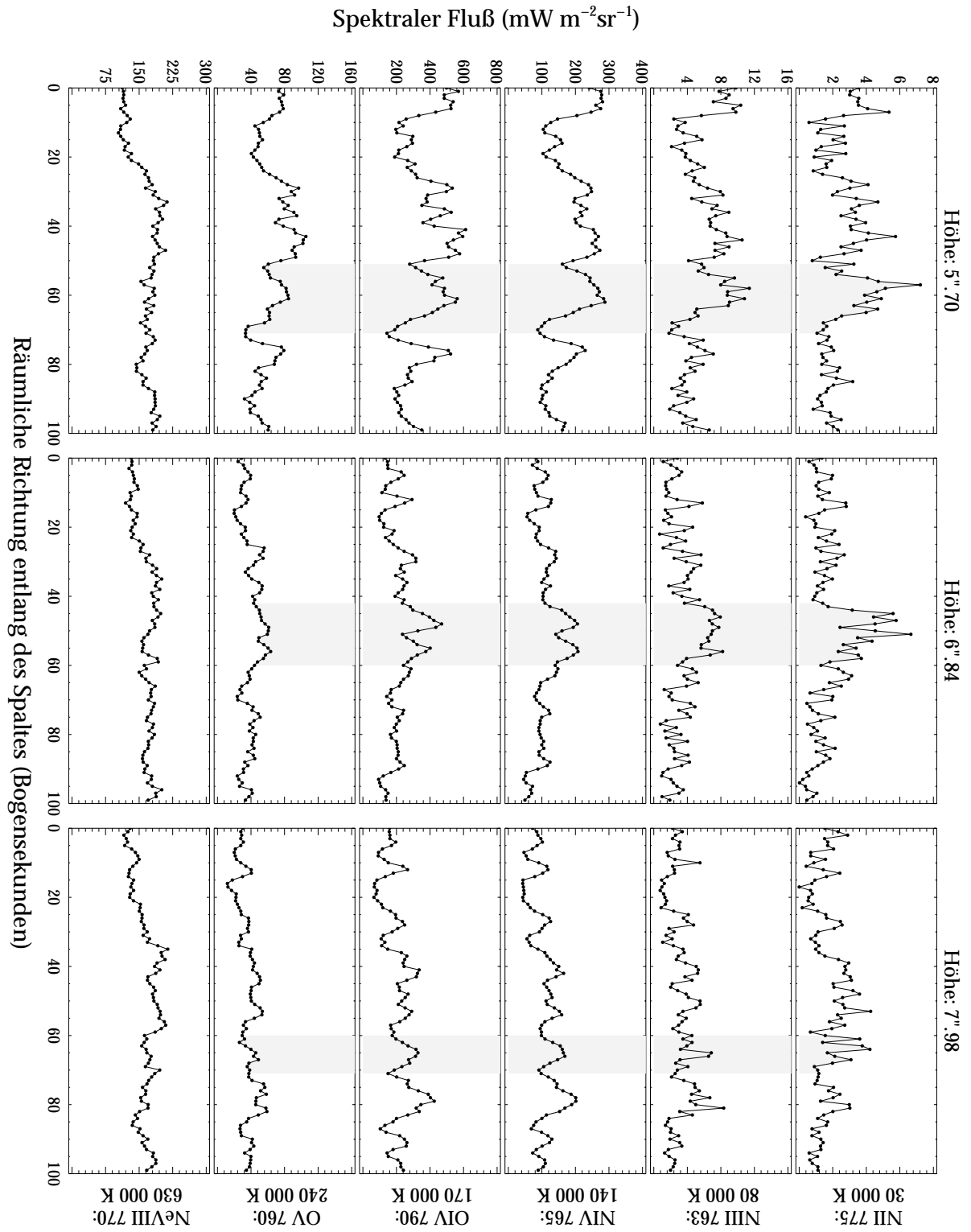


Abbildung 5.8: *Linienflüsse von sechs ausgewählten Ionen für drei Höhen der hochaufgelösten Daten. Vergleiche Abbildung 5.3.*

aus dem Linienverhältnis haben ungleich größere Werte. Dies mag die statistische Ungenauigkeit widerspiegeln und deutet darauf hin, daß sich mit den gestapelten Daten verlässlichere Ergebnisse gewinnen lassen. Die Ursache kann aber auch sein, daß das beobachtete Plasma hier nicht im Ionisationsgleichgewicht ist, wie bei den gestapelten Daten.

Das temperaturempfindliche Linienverhältnis liefert hier Werte zwischen 0.018 und 0.020, was nach Abbildung 5.4 Plasmatemperaturen von 130 000 K – 150 000 K liefert. Diese liegen etwas tiefer als die Formationstemperatur von OIV bei 170 000 K. Dies kann bei der Emissionsmaßanalyse zu einer größeren Ungenauigkeit führen. Da die Resultate aber insgesamt die gleiche Tendenz zeigen, bezieht sich die folgende Diskussion der Ergebnisse auf beide Datensätze..

5.3.4 Diskussion

Zwei Tatsachen sprechen dafür, daß in Abbildung 5.3 tatsächlich spikulares Plasma beobachtet wird und nicht ein anderes dynamisches Phänomen. Zum einen sind dies keine Einzelereignisse, sondern kommen über die gesamte Ausdehnung des Spaltes vor. Außerdem stimmen ihre dynamischen Zeitskalen gut mit denen von $\text{H}\alpha$ Spikulae überein. Wie in Abschnitt 5.1 ausgeführt, ist die höchste verfügbare Zeitauflösung etwa 3 min. Die Lebensdauer der einzelnen Strukturen wurde mit Hilfe aufeinander folgende Aufnahmen überprüft und sie beträgt zwischen 3–9 min für die NII und NIII und 6–12 min für die heißeren Strukturen. Das stimmt nach Kapitel 3 sehr gut mit der dynamischen Zeitskala von Spikulae bzw. von Spikulaebündel überein.

Abbildung 5.3 zeigt deutlich eine räumliche Korrelation zwischen den kälteren Bündel von Spikulae in NII und NIII und den erheblich breiteren Strukturen in den NIV , OIV und OV Emissionslinien. Dies läßt vermuten, daß sie in einem direkten Zusammenhang stehen. Da in der NeVIII keine vergleichbare Struktur mehr zu erkennen ist, kann man davon ausgehen, daß sie sich nicht bis in diesen Temperaturbereich hin ausdehnen. Die Grenztemperatur kann mit dem bestehenden Datensatz nur zwischen den Formationstemperaturen von OV und NeVIII , also zwischen 240 000 K und 630 000 K abgeschätzt werden. Allerdings zeigt Abbildung 5.3 auch, daß nicht alle Strukturen in der OV Linie so klar erkennbar sind (z.B. grau schattiert bei 6''84). Dies deutet darauf hin, daß bei manchen Strukturen die Grenztemperaturen schon nahe bei 240 000 K liegen, was aber von Struktur zu Struktur verschieden sein kann.

Die Daten lassen sich als eine Temperaturschichtung des Plasmas deuten, d.h. die Bündel von Spikulae werden von heißem Material ummantelt. Dies kann geschehen, indem das kalte Material der Spikulae nach oben schießt und dabei die Übergangszone vor sich her schiebt und diese sich um das Plasma der Spikulae befindet. Dies ist ein oft verwendetes Bild, das erklären soll, warum Spikulae auch im EUV auftreten [z.B. Withbroe and Mariska, 1976]. Die Signatur stammt von einer verformten, sich um die Spikulae legende Übergangszone, deren Plasma im EUV emittiert, und die das kalte spikulare Plasma von der Korona trennt. Mit den hier präsentierten

Beobachtungen kann diese Art von Interpretation noch einen Schritt weiter geführt werden. Eine einfache Ummantelung von Übergangszonenplasma um das kalte spikulare Plasma würde nicht den hier beobachteten Intensitätskontrast hervorrufen. Der Sehstrahl durchstreift in einer projizierten Höhe zwischen 4 und 8'' etwa 100 – 200'' Plasma der Übergangszone, abhängig davon, wie dick man die Übergangszone annimmt. Dies liefert ein gewisses Maß an emittiertem Linienfluß, das man beispielhaft für die NIV Linie bei 4''56 projizierter Höhe in Abbildung 5.3 mit etwa $100 \text{ mW m}^{-2}\text{sr}^{-1}$ beziffern kann. Die beobachteten Strukturen zeigen dahingegen einen Fluß von bis zu $300 \text{ mW m}^{-2}\text{sr}^{-1}$, also um einen Faktor 3 intensiver, obwohl der Beitrag zur Sichtlinie um einen Faktor 10 kleiner ist (Tabelle 5.4). Dies kann nach Gleichung (2.14) nur durch eine Erhöhung der Elektronendichte in der Struktur erreicht werden. Die Dichte in der Struktur muß höher sein als in deren Umgebung, was bedeutet, daß diese durch das kältere spikulare Plasma gefüttert werden. Dies wird auch sehr gut durch die abgeschätzten Dichten in Tabelle 5.4 bestätigt, denn die Elektronendichte nimmt mit zunehmender Temperatur ab und das würde man erwarten, da das spikulare Plasma ein größeres Volumen einnimmt. Wäre der umgekehrte Trend der Fall, wäre diese Interpretation nicht zu halten. Darüberhinaus sind auch die absoluten Werte der Elektronendichte dafür ein guter Indiz, denn die liegen genau zwischen typischen Dichten von $\text{H}\alpha$ Spikulae und der polaren Korona. Somit läßt sich durchaus vermuten, daß der gesamte Prozeß bei kalten $\text{H}\alpha$ Spikulae beginnt und bis zur Grenztemperatur fortgesetzt wird, bei der sich Spikulae dann vollständig aufgelöst haben.

Dieses Interpretation impliziert, daß ein Heizmechanismus vorliegen muß, der das spikulare Plasma aufheizt. Das würde erklären, warum $\text{H}\alpha$ Spikulae im sichtbaren Licht verschwinden, da Wasserstoff ab ca. 20 000 K vollständig ionisiert ist. Es stellt sich die Frage, was für Heizmechanismen das Plasma von 10 000 K bis zu 240 000 K oder auch darüberhinaus aufheizen. Aufgrund der Beobachtung können hier schon gewisse Randbedingungen für einen solchen spezifiziert werden. Die Temperaturdiagnostik mit den temperaturempfindlichen OIV Linien hat gezeigt, daß sich die beobachteten Plasmavolumina im Temperaturbereich um 170 000 K im oder nahe des Ionisationsgleichgewichtes befinden. Geht man davon aus, daß sich das beobachtete Plasma in einem gewissen Maße entlang des Temperaturgradienten der Übergangszone nach oben bewegt, so bedeutet dies, daß dabei das Ionisationsgleichgewicht erhalten bleibt. Dies kann nun zweierlei bedeuten. Erstens kann es sein, daß das Plasma in diesem Temperaturbereich schon so langsam entlang des Temperaturgradienten strömt, daß sich die Umgebungstemperatur innerhalb typischer Ionisationszeiten nicht signifikant ändert. Typische Ionisationszeiten von OIV zu OV betragen bei einer Elektronendichte von 10^{10} cm^{-3} etwa 1 s [Mariska, 1992]. Eine Geschwindigkeit von der Größenordnung einiger 10 km/s entlang des Gradienten wäre somit möglich, damit das Ionisationsgleichgewicht der äußeren Temperaturänderung folgen kann. Dies ist für Spikulae gut erfüllt, beachtet man auch dabei, daß dies eine Geschwindigkeit entlang des Gradienten ist, d.h. Spikulae mit starker Neigung dürfen durchaus höhere Geschwindigkeiten haben. Zweitens kann es sein, daß das

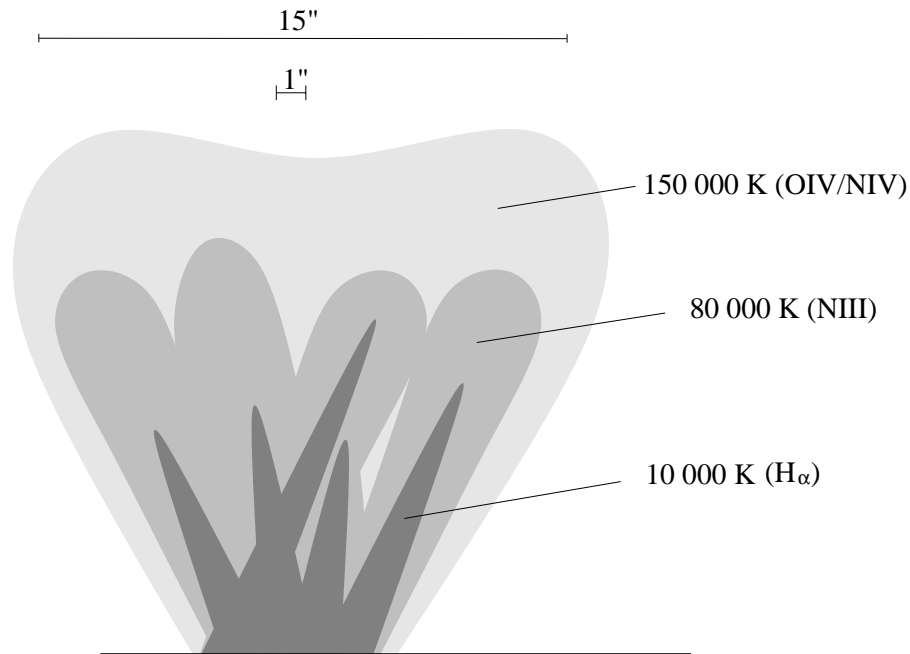


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des Szenariums eines „verdampfenden“ Bündels von Spikulae.

Plasma zur Umgebung thermisch isoliert ist (magnetische Falle), wie es häufig für Spikulae vorgeschlagen wurde [z.B. Priest, 1984]. Ist das der Fall, so deutet allein die Tatsache, daß sie bei Temperaturen von 170 000 K sichtbar sind, auf einen inneren Heizmechanismus in Spikulae hin, der hinreichend langsam heizt.

Auf der Basis der bisher vorgestellten Beobachtung läßt sich folgendes Szenarium skizzieren: $H\alpha$ Spikulae schießen als Plasma mit typischen Temperaturen von 10 000 K – 20 000 K in die Korona, werden aufgeheizt und expandieren zugleich in größere Höhen und Volumina, bis sie sich bei Temperaturen zwischen 240 000 K und 630 000 K vollständig auflösen und teilweise koronales Plasma ersetzen. Diesen Prozeß kann man als thermische Desintegration oder auch anschaulich als ein „Verdampfen“ von Spikulae in die Korona bezeichnen. Damit ist gemeint, daß die Spikulae dann keine kollimierte, längliche Strukturen mehr darstellen, sondern das Plasma eine ausgedehnte, heißere Plasmablase repräsentiert. Dies ist in Abbildung 5.9 schematisch skizziert.

Zwei Punkte sind nun kritisch zu evaluieren, um die Interpretation der Beobachtung zu stützen. Erstens muß der Heizmechanismus genauer bestimmt werden. Zweitens steht nach wie vor die Antwort auf die Frage aus, ob EUV-Spikulae tatsächlich die Fortsetzung von $H\alpha$ Spikulae oder völlig unterschiedliche Phänomene sind. Diese Frage ist bis heute ungeklärt und im Rahmen dieser Arbeit ist eine vollständig neue Beobachtungskampagne geplant worden, die versuchen sollte, Spikulae gleichzeitig in $H\alpha$ und Ca II und im EUV zu beobachten. Zwei Tage vor der geplanten Kampagne ist die Telemetrie von SOHO abgebrochen und konnte bis zum Abschluß dieser Arbeit

nicht vollständig wiederhergestellt werden. So muß auf eine derartige Korrelation hier verzichtet werden. Nichtsdestotrotz können indirekte Hinweise gesucht werden, die $H\alpha$ und EUV Spikulae miteinander verknüpfen. Dies soll im nächsten Abschnitt geschehen.

5.4 Variationen mit der Höhe

Die Variation verschiedener Linienparameter mit der Höhe oberhalb des sichtbaren Limbs erlauben es, Aussagen über die vorherrschenden Materialverteilungen und physikalischen Prozessen zu treffen. Da in der hier durchgeführten Beobachtungskampagne keine Zeitauflösung vorhanden ist, die es erlaubt, einzelne Spikulae zu verfolgen, soll sich auf eine Untersuchung der mittleren Intensitätsverteilung mit der Höhe beschränkt werden. Dazu werden die gestapelten Spektren einer Höhe über einen räumlichen Bereich von 60 Pixel (ca. $57''$) um den Nordpol herum gemittelt. Die Zählratenstatistik liefert damit einen Fehler von der Größenordnung 1%. Die resultierenden Linienprofile werden an eine Gaußfunktion angepaßt und die Halbwertsbreite bzw. die Dopplerbreite $\Delta\lambda_D$ sowie die spektral integrierte Intensität bestimmt. Überprüfung der einzelnen Anpassungen haben ergeben, daß die Linienprofile gut durch eine Gaußfunktion repräsentiert werden. Der Fehler in den Breiten durch die Fitprozedur wird mit ± 0.2 Pixel abgeschätzt. Das Ergebnis für verschiedene Linien faßt Tabelle 5.6 zusammen. Die Verbreiterung der Linie durch die endliche Spaltbreite und andere instrumentelle Effekte ist dabei bereits berücksichtigt.

5.4.1 Variation der Intensität

Die Intensität einer perfekt optisch dünnen Emissionslinie verdoppelt sich, sobald die Sichtlinie oberhalb des absorbierenden Kontinuums verläuft. Mit steigender Höhe oberhalb des Limbs steigt die Intensität weiter an, bis sie ihren Maximalwert an der Stelle erreicht, an der die Sichtlinie das meiste dort befindliche emittierende Material durchstreift. Nimmt man an, daß die obere Chromosphäre und die Übergangszone kugelsymmetrisch sind, so entspricht die Höhe der maximalen Linienemission gerade der unteren Grenze der Kugelschale, in der die Emissionslinie formiert wird. Somit stellt die Intensitätsverteilung mit der Höhe Informationen über die Strukturierung der oberen Atmosphäre bereit.

Tabelle 5.6 zeigt, daß nahezu alle Linienintensitäten erst mit der Höhe ansteigen, einen Maximalwert erreichen und schließlich schnell abfallen. Die Verdopplung der Intensitäten läßt sich nicht beobachten, was bedeutet, daß alle Linien nicht perfekt optisch dünn sind. Dies trifft insbesondere für die $OII\ 834\ \text{\AA}$ Resonanzlinie zu. Um den Verlauf der Intensitäten einzelner Linien vergleichen zu können, sind diese auf ihr jeweiliges Maximum normiert und in Abbildung 5.10 für einige Ionen eingetragen. Die Kurven sind so angeordnet, daß die Formationstemperatur von oben nach unten abnimmt. Das Bild zeigt einige signifikante Eigenschaften. Oberhalb des Limbs

	Höhe oberhalb des sichtbaren Limbs (Bogensekunden)									
	0.00	1.14	2.28	3.42	4.56	5.70	6.84	7.98	9.12	10.26
OII 834.45 Å	124 59.1	125 58.2	124 63.1	121 66.3	117 60.7	113 45.1	104 33.6	102 27.9	101 12.7	107 10.6
NII 775.97 Å	100 4.65	91 4.58	94 5.30	93 5.16	96 4.14	90 2.56	112 1.93	105 1.47	– –	– –
SIV 750.22 Å	109 23.9	114 25.8	109 29.6	109 30.3	112 26.5	112 18.3	104 12.2	115 9.92	116 4.42	125 4.10
NIII 763.33 Å	110 8.61	111 9.19	111 10.4	117 10.4	109 8.82	112 6.27	105 4.02	120 3.36	121 1.58	119 1.34
NIV 765.15 Å	117 206	121 224	118 255	116 270	119 248	121 188	122 127	123 110	130 53.2	128 47.1
SV 786.47 Å	103 114	106 124	104 145	103 156	105 141	107 109	107 72.8	110 61.9	119 29.8	122 26.6
OIV 790.20 Å	102 197	102 215	102 247	102 261	105 241	108 183	108 122	113 106	121 50.1	120 44.8
OV 762.00 Å	111 16.6	119 17.9	119 21.3	118 22.6	118 21.0	123 18.2	123 12.1	119 9.89	123 4.99	123 4.78
NeVIII 770.41 Å	108 81.2	108 84.9	106 99.3	104 123	105 146	109 161	109 163	112 164	114 162	112 158

Tabelle 5.6: *Variation der Dopplerbreiten und Linienintensitäten mit der Höhe für ausgewählte Ionen. Der obere Eintrag entspricht der Dopplerbreite nach Gleichung (2.22) in mÅ und der untere Eintrag der Intensität in $mW m^{-2} sr^{-1}$. Die Ionen sind so angeordnet, daß die Formationstemperatur von oben nach unten zunimmt.*

nimmt die Position der maximalen Intensität mit der Temperatur ab. So hat NII sein Maximum bei etwa $2''$, NIII zwischen 2 und $3''$ und NIV und OIV bei $3''$. NeVIII hat dahingegen ein sehr breites Maximum zwischen 4 und $9''$. Da die Spaltbreite selber $1''$ beträgt, sind diese Angaben nur auf $0''.5$ genau. Über das Emissionsmaximum hinaus fallen die Intensitäten exponentiell mit verschiedenen Skalenhöhen ab. Dies trifft auch für NeVIII zu, was allerdings erst in größeren Höhen zwischen 10 und $20''$ sichtbar wird.

Abbildung 5.10 und Tabelle 5.6 zeigen, daß ein relativ großer Anteil an EUV Strahlung von Linien der Übergangszone bei $10''$ und auch noch darüberhinaus vorhanden ist. Würden die Emissionslinien nur in plan-parallel geschichtetem Material der Temperatur generiert, die der Formationstemperatur der Linie entspricht, so würde man ein rapides Abklingen der Intensität erwarten, wenn man nur 1 oder $2''$ oberhalb dieser Schicht beobachtet. Dies ist offensichtlich nicht der Fall.

Verschiedene Modelle für die Chromosphäre und Übergangsregion sind vorgeschla-

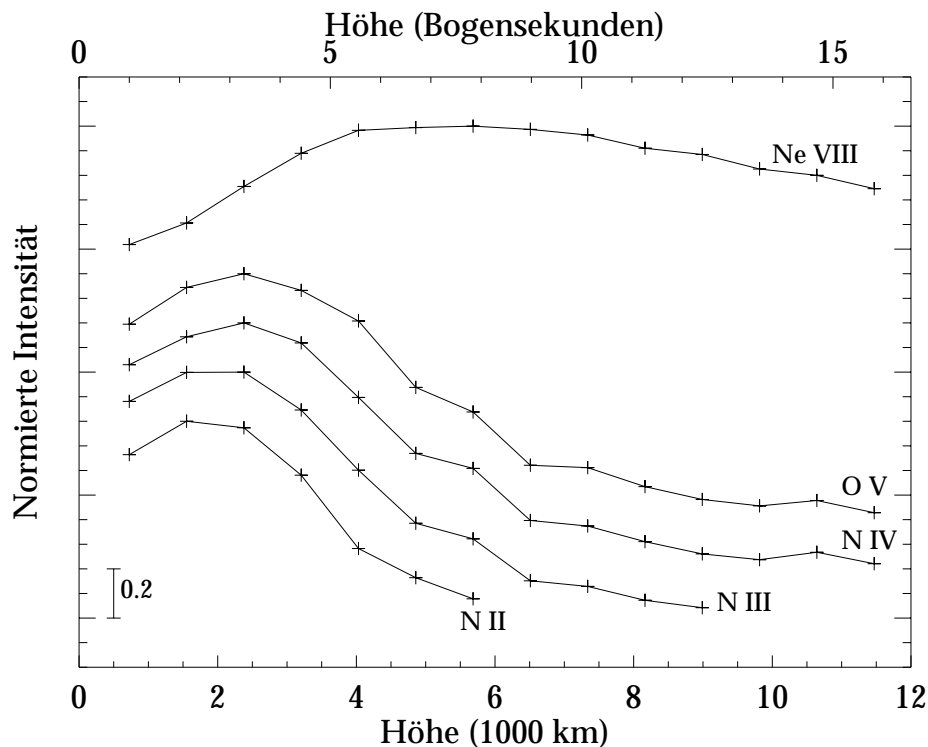


Abbildung 5.10: Normierte Intensitäten für ausgesuchte Linien aus Tabelle 5.6 aufgetragen gegen die Höhe oberhalb des sichtbaren Limbs. Alle Kurven sind zur besseren Darstellung vertikal gegeneinander verschoben. Die Maxima entsprechen dem Wert 1. Eine relative Skala ist angegeben.

gen worden. Die einfachsten entsprechen einer plan-parallelen oder einer kugelsymmetrischen Geometrie. Sie sind mit Beobachtungen wie dieser und auch anderen [z.B. Mariska et al., 1978] nicht in Einklang zu bringen. Ein fortschrittlicheres Modell ist das chromospärische Netzwerk-Modell von Gabriel [1976]. Dort ist die Übergangszone nach wie vor eine dünne, aber in eine konvexe Geometrie verbogene Schicht, in der eine Emissionslinie mit gegebener Formationstemperatur aus größeren Höhen oberhalb des Zellenzentrums abgestrahlt wird als am Rand (siehe Abbildung 2.3). In diesem Modell ragt die Übergangszone am Limb höher hinaus als etwa bei einem kugelsymmetrischen Modell. Nichtsdestotrotz kann die hier gemachte Beobachtung auch mit diesem Modell nicht in Einklang gebracht werden. Nach Gabriel [1976] beträgt der Abstand zwischen der maximalen Intensität der NII Linie und der OV Linie lediglich 250 km. Dies bedeutet, daß man diese Maxima mit dem hier verwendeten Spalt von 1'' Breite nicht unterscheiden könnte. Abbildung 5.10 und auch Tabelle 5.6 zeigen aber deutlich, daß dies nicht der Fall ist und daß die Maxima einen Abstand von der Größenordnung 1 000 km haben müssen.

Zur Identifizierung der Ursachen, die die zusätzliche Emission oberhalb der Intensitätsmaxima generieren, werden die Skalenhöhen H_0 durch Anpassung des darauf

folgenden Intensitätsabfalls an eine Funktion der Form

$$F(h) = F_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (5.1)$$

bestimmt. Die Skalenhöhen H_0 , aufgetragen gegen die Temperatur, sind in Abbildung 5.11 dargestellt. Da nur eine begrenzte Anzahl an Datenpunkten zur Verfügung steht, ist die Anpassung mit einer gewissen Unsicherheit verbunden. Diese sind durch die Fehlerbalken repräsentiert. Abbildung 5.11 zeigt zwei signifikante Eigenschaften: die Absolutwerte der Skalenhöhen liegen zwischen $1\,810 \pm 110$ km für OII und $2\,200 \pm 170$ km für Ov. Diese stimmen bemerkenswert gut mit der Skalenhöhe für die mittlere Abnahme der Anzahl von H α Spikulae mit der Höhe überein, wie sie phänomenologisch von Beckers [1972] zu $1\,750$ km bestimmt worden ist (Gleichung (3.1)). Das ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß zumindest ein Teil der beobachteten Emissionen auf H α Spikulae zurückzuführen sind und schlägt eine Brücke zwischen den hier beobachteten EUV Spikulae und den traditionellen H α Spikulae. Desweiteren zeigt Abbildung 5.11, daß die Skalenhöhe mit zunehmender Temperatur zunimmt, was suggeriert, daß mit weiterer Abnahme der Temperatur die Skalenhöhen abnehmen und bei typischen Temperaturen von H α Spikulae diese tatsächlich den von Beckers angegebenen Wert haben. Eine lineare Extrapolation in Abbildung 5.11 ergibt einen Wert von $1\,810 \pm 50$ km bei einer Temperatur von $10\,000$ K. Der Verlauf der Geraden verknüpft somit direkt die Skalenhöhe der H α Spikulae mit denen der hier beobachteten Strukturen. Der Vollständigkeit halber sei noch die Skalenhöhe der NeVIII Linie genannt, die sich zu $16\,000 \pm 1\,000$ km ergibt. Dieser langsame Abfall resultiert daraus, daß auch in der Korona noch genügend NeVIII Ionen vorhanden sind, um ein starkes Emissionsvermögen über einen breiten Höhenbereich zu erzeugen.

Mariska et al. [1978] bestimmen Skalenhöhen von 1450 km für die Ov 1218 Å und 1360 km für die OIV 1401 Å Emissionslinien. Für Linien ähnlicher Formationstemperaturen findet Withbroe [1983] eine mittlere Skalenhöhe von $2\,000 \pm 300$ km. Die Messungen hier sind somit im Einklang mit zuvor bestimmten Skalenhöhen und zeigen eindeutig, daß ein einfaches, geschichtetes mittleres Atmosphärenmodell (wie etwa in Abbildung 2.3 dargestellt) keine adäquate Beschreibung ist. Abbildungen der Sonne mit hohem räumlichen Auflösungsvermögen zeigen im EUV deutlich kleine Strukturen, die sich weit über den Emissionspeak in der Übergangszone hinaus ausdehnen. Dies verdeutlicht, daß ein großer Teil der Emission von kleinen, jet-ähnlichen Strukturen stammt. Die Gleichheit der Skalenhöhe des Emissionsgradienten mit der Anzahl von Spikulae mit der Höhe und das Vorkommen von den Spikulae ähnlichen Jets in EUV Images führen zu dem Schluß, daß ein großer Teil der EUV Emission am Limb auf Spikulae zurückzuführen ist (vgl. auch Abschnitt 3.3).

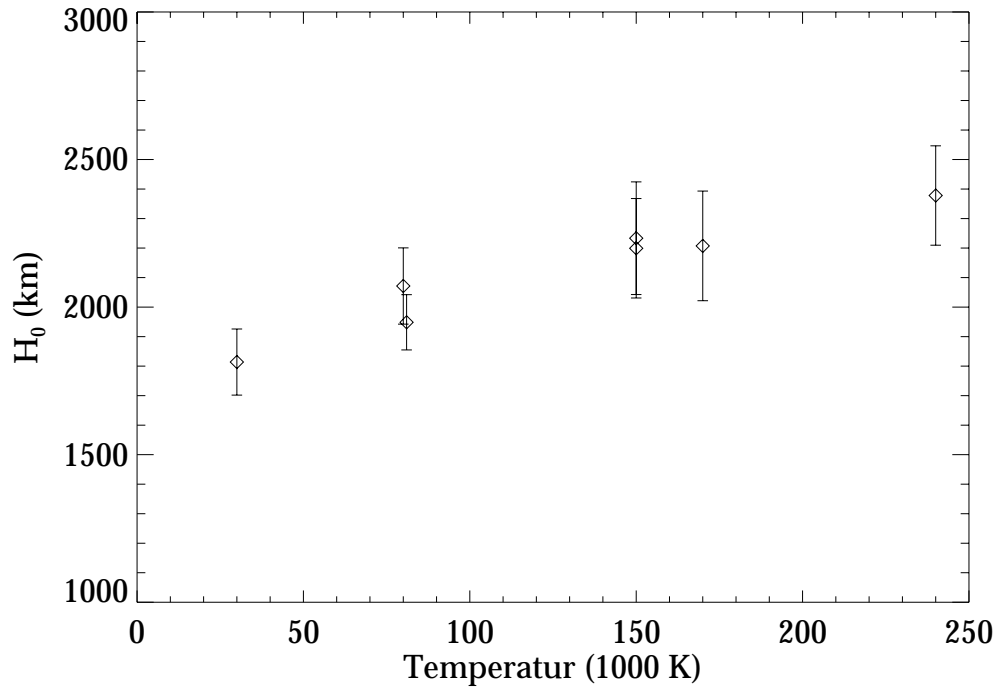


Abbildung 5.11: *Skalenhöhen des Intensitätsabfalls mit der Höhe einzelner Emissionslinien aufgetragen gegen die Formationstemperatur.*

5.4.2 Variation der Dichte und Temperatur

Die Variation der Elektronentemperatur und -dichte mit der Höhe erlaubt es, Rückschlüsse auf den thermodynamischen Zustand der beobachteten Region zu ziehen und diese mit Angaben über Spikulæ zu vergleichen.

Die dichte- bzw. temperaturempfindlichen Linienverhältnisse von $\text{Ov } 759.44 \text{ \AA}$ und $\text{Ov } 761.15 \text{ \AA}$ bzw. $\text{Oiv } 779.91 \text{ \AA}$ und $\text{Oiv } 787.71 \text{ \AA}$ werden benutzt, um die Elektronendichte N_e bzw. die Elektronentemperatur T_e des beobachteten Plasmas zu bestimmen. Die Linienverhältnisse werden analog, wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben, bestimmt und mit Hilfe von Abbildung 5.4 und 5.6 in Temperaturen und Dichten umgewandelt.

Die Elektronendichte gegen die Höhe oberhalb des Limbs zeigt Abbildung 5.12. Zu erkennen ist ein deutlicher Abfall der Dichte mit der Höhe (logarithmische Auftragung) von ca. $7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ am Limb bis hin zu $2.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ bei einer Höhe von $8''$. Der Abfall verläuft nahezu exponentiell und die eingetragene durchgezogene Linie entspricht der Regressionsgeraden. Die daraus resultierende Skalenhöhe für den Abfall der Dichte beträgt $8200 \pm 1700 \text{ km}$. Der höhenabhängige Dichteverlauf in $\text{H}\alpha$ Spikulæ aus Tabelle 3.1 ist mit eingetragen. Ein Vergleich der Absolutwerte zeigt, daß sich die Dichten um etwa eine Größenordnung unterscheiden. Auch der Abfall in

H α Spikulae verläuft exponentiell, allerdings mit einer Skalenhöhe von nur 4 400 km. Das heißt, daß die Dichte in H α Spikulae schneller abfällt als in den hier beobachteten Spikulae. Dies kann ein Hinweis darauf sein, daß H α Spikulae mit zunehmender Höhe stärker aufgeheizt werden.

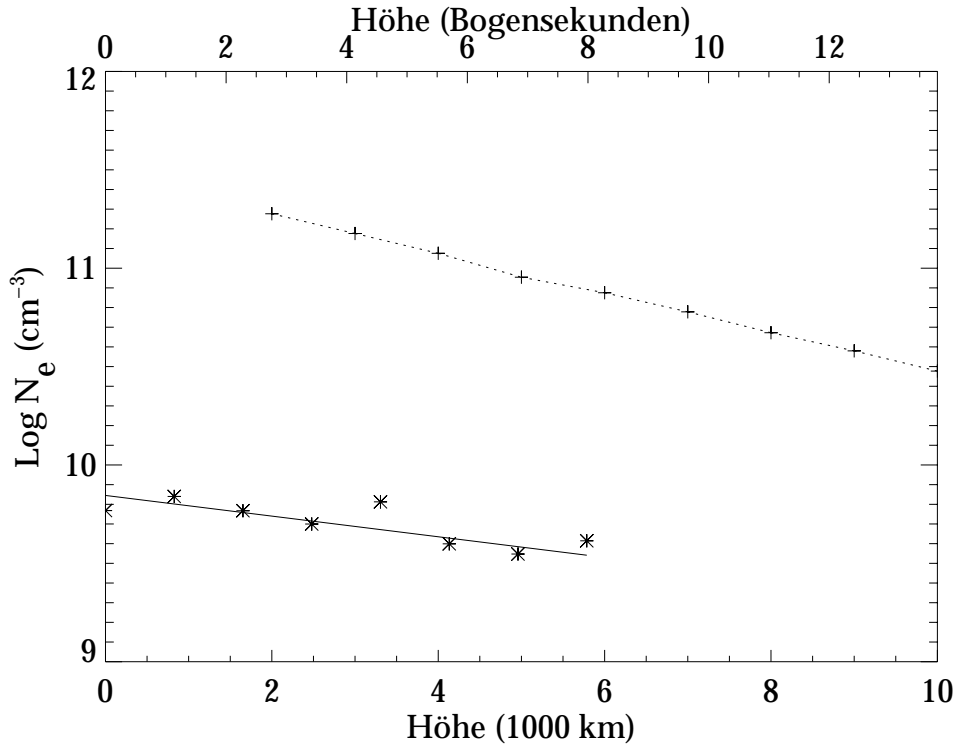


Abbildung 5.12: Aus dem Linienverhältnis von Ov 759.44 Å und Ov 761.15 Å bestimmte Variation der Elektronendichte mit der Höhe (Sterne) mit Regressionsgerade (durchgezogene Linie). Dazu angegeben sind die Dichtewerte für H α Spikulae aus Tabelle 3.1 (Kreuze und gepunktete Linie).

Die Elektronentemperatur gegen die Höhe zeigt Abbildung 5.13. Bis 8'' oberhalb des Limbs bleibt sie bemerkenswert konstant zwischen 160 000 und 180 000 K, d.h. die Plasmatemperatur entspricht der Formationstemperatur der Emissionslinien, was wieder ein Hinweis auf das Vorliegen eines Ionisationsgleichgewichts ist. Die Temperatur steigt dann sprunghaft auf 240 000–250 000 K an. Oberhalb des dargestellten Höhenbereichs ist die OIV 779.91 Å Linie stark durch die sich mit der Höhe verbreiternde Ne VIII 780.32 Å Linie kontaminiert. Dies erschwert neben der Tatsache, daß hier ein Multiplett vorliegt, die Bestimmung der Linienintensität erheblich und liefert für größere Höhen unzuverlässige Ergebnisse. Die Erhöhung der Plasmatemperatur zwischen 9 und 10'' könnte somit auf die Unsicherheit der Intensitätsbestimmung zurückzuführen sein. Handelt es sich dahingegen um einen wahren Temperatursprung, so kann über dessen Ursache nur spekuliert werden. Für die obere Spitze der Spikulae, etwa eine vor dem spikularen Plasma vorhertreibende Stoßwelle, er-

scheint er ein wenig zu tief, da typische $H\alpha$ Spikulae etwa 10 000 km hoch reichen und die EUV Spikulae noch höher sein sollten. Der Temperatursprung könnte aber auch durch eine Stoßwelle innerhalb des spikularen Plasma repräsentiert werden, welche in vielen Modellen als Treiber von Spikulae angesehen wird (Abschnitt 3.2). In dem rebound shock Modell kommen Stoßwellen schon bei weitaus niedrigeren Höhen vor (Abbildung 3.3). Ein deutlicher Hinweis auf diese Erklärung sind die beiden Meßpunkte allein allerdings nicht. Im Zusammenhang mit der oben bestimmten Abnahme der Dichte bedeutet die Konstanz der Temperatur, daß der Elektronenpartialdruck mit der Höhe abnimmt. Dies ist konsistent mit der im vorherigen Abschnitt beschriebenen thermischen Expansion von Spikulae.

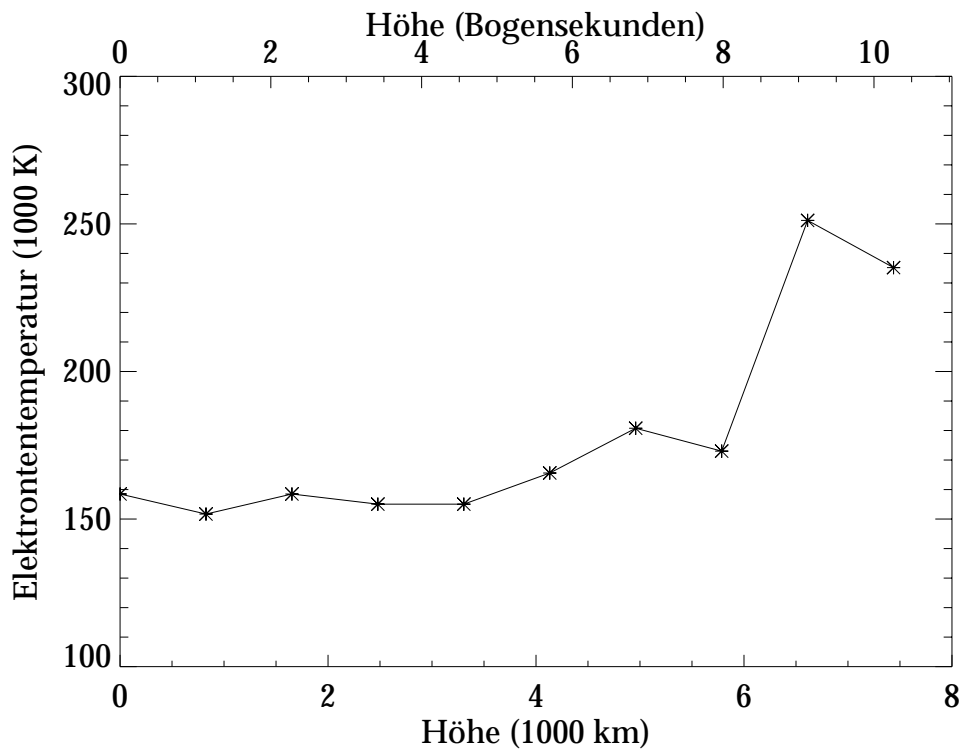


Abbildung 5.13: Aus dem Linienverhältnis von $O\text{IV } 779.91 \text{ \AA}$ und $O\text{IV } 787.71 \text{ \AA}$ bestimmte Variation der Elektronentemperatur mit der Höhe. Fehlerabschätzungen zeigen, daß die Werte auf $\pm 10\,000 \text{ K}$ genau sind.

5.4.3 Variation der Linienbreite

Nach Gleichung (2.22) ist die Linienbreite $\Delta\lambda_D$ durch einen thermischen und einen turbulenten Anteil der Ionenbewegung bestimmt:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{m_i} + \xi^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.22)$$

Die gemessenen Breiten sind in Tabelle 5.6 für verschiedene Emissionslinien und für verschiedene Höhen angegeben. Bei Beobachtungen am Limb ist es wichtig, zur Bestimmung von Linienbreiten nur optisch dünne Emissionslinien zu benutzen, da gerade dort der lange Sichtlinienweg die Linie durch Opazität verbreitern kann. Dies trifft z.B. für die OII 834.45 Å Resonanzlinie zu. Eine derartig kalte Linie sollte eigentlich zu den schmalsten Linien gehören, was aber in diesem Fall überhaupt nicht zutrifft. Sie ist somit hier für die Analyse nicht geeignet. Die anderen angegebenen Linien sind weniger problematisch.

Viele Autoren berichten von einer Verbreiterung der Emissionslinien mit der Höhe [Doschek et al., 1977; Mariska et al. 1978, Hassler et al., 1990]. Dieser Trend kann hier nur bedingt bestätigt werden. Die Werte in Tabelle 5.6 zeigen vor allem bei den kühleren Linien nur einen schwachen bis gar keinen Anstieg mit der Höhe. Obige Autoren führen ihren beobachteten Anstieg der Linienbreite auf ein Anwachsen der turbulenten Geschwindigkeit ξ mit der Höhe zurück. Die Frage ist aber, wie aus der gemessenen Linienbreite die turbulente Geschwindigkeit bestimmt werden kann. Nach Gleichung 2.22 muß dazu eine kinetische Temperatur der Ionen angenommen werden. Eine häufig gemachte Annahme ist, daß thermisches Gleichgewicht zwischen den Elektronen und Ionen herrscht und sie die gleiche Temperatur besitzen, die im Ionisationsgleichgewicht gleich der Formationstemperatur der Linie ist. Ob und wann diese Annahme anwendbar ist, wird ausführlich in Abschnitt 5.5.1 diskutiert und es sei schon jetzt darauf hingewiesen, daß diese wahrscheinlich nicht in vollem Maße gültig ist. Nichtsdestotrotz wurde sie von vielen Autoren in der Vergangenheit angewendet und soll daher, um Vergleiche ziehen zu können, auch in diesem Abschnitt verwendet werden.

Abbildung 5.14 zeigt die so bestimmten turbulenten Geschwindigkeiten für die NIV, OIV und SV Ionen mit der Höhe. Sie liegen in der Größenordnung zwischen 30 und 50 km/s, wobei die Werte für NIV systematisch höher als die von OIV und SV liegen. Dies kann daran liegen, daß NIV im Vergleich zu den anderen beiden Linien optisch dicker ist. Die Werte zeigen eine leicht ansteigende Tendenz mit der Höhe. Besonders unterhalb 10'' ist der Anstieg deutlich erkennbar. Der Verlauf erhält durch die Ähnlichkeit der einzelnen Meßpunkte einer Höhe eine gewisse statistische Sicherheit. Dies ändert sich abrupt oberhalb von 10'', wo die Meßwerte eine starke Streuung aufzeigen und mehr zu niedrigeren Geschwindigkeiten hin tendieren. Somit scheint um die 10'' eine Grenze zu liegen, unterhalb derer der Anstieg der turbulenten Geschwindigkeit bestätigt wird und oberhalb derer keine konkrete Aussage über den Verlauf mit der Höhe getroffen werden kann. Es muß bemerkt werden, daß die kühleren Linien keinen so deutlichen Trend mit der Höhe darlegen.

Obwohl die wahre Natur der nicht-thermischen Linienverbreiterung bis heute nicht

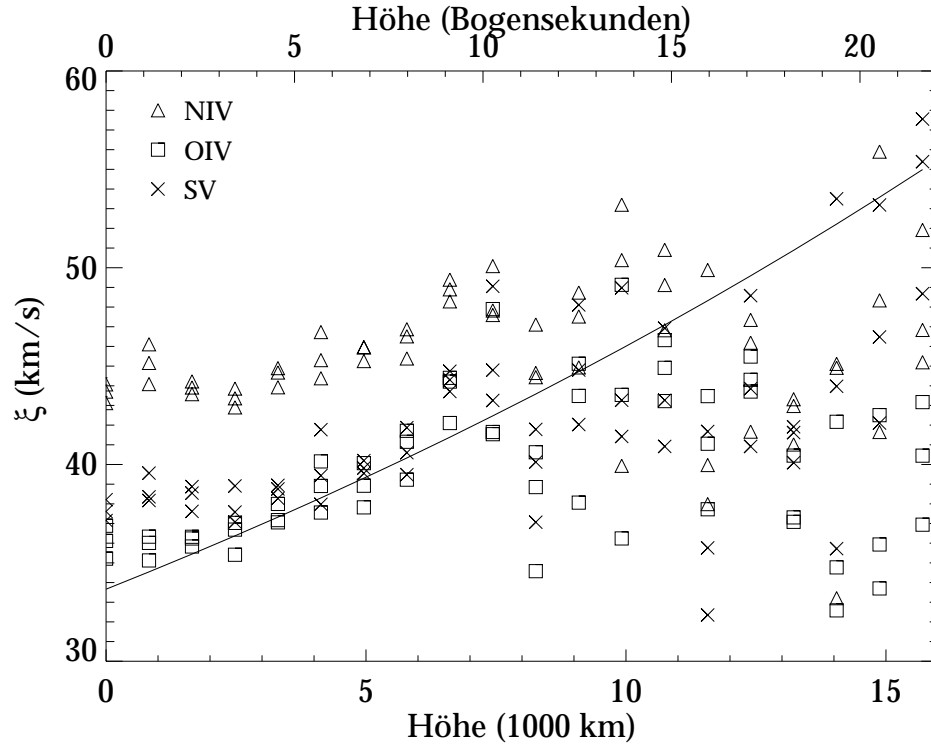


Abbildung 5.14: *Turbulente Geschwindigkeiten ξ in Abhängigkeit von der Höhe für drei Linien aus der Übergangsregion. Der Fehler pro Datenpunkt liegt bei ± 2 km/s. Die eingezeichnete Linie ist ein theoretischer Verlauf von ξ bei Annahme einer vertikal laufenden Alfvén Welle.*

geklärt ist, interpretieren viele Autoren diese als Durchlaufen einer akustischen oder magnetohydrodynamischen (MHD) Welle [e.g. Mariska et al., 1978, Bruner and McWhirter, 1979; Hassler et al. 1990]. Sei ρ die Massendichte der Region in der Atmosphäre, in der die beobachtete Emissionslinie erzeugt wird. Dann ist die mechanische Energiedichte pro Freiheitsgrad der Teilchen mit der Geschwindigkeit $\langle \delta v \rangle$ gegeben durch

$$E = \frac{1}{2} \rho \langle \delta v \rangle^2 . \quad (5.2)$$

Diese Teilchenbewegung erzeugt die nicht-thermische Verbreiterung der Emissionslinie. Nach Mariska et al. [1978] ist der Energiefluß Φ aufgrund von Wellen gegeben durch

$$\Phi = 2Ec , \quad (5.3)$$

wobei c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle ist. Für eine akustische Welle entspricht c der Schallgeschwindigkeit und für eine MHD Welle der Alfvéngeschwindigkeit

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} . \quad (5.4)$$

Mit Gleichung (2.24) kann somit ein direkter Zusammenhang zwischen ξ und Φ

hergestellt werden, der für eine vertikal propagierende Alfvén Welle folgende Gestalt hat:

$$\Phi_A = \frac{3}{2} B \xi^2 \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0}} . \quad (5.5)$$

Eine ähnliche Relation ergibt sich für akustische Wellen nach Einsetzen der Schallgeschwindigkeit in (5.3). Die Massendichte ρ kann schließlich noch mit Hilfe des idealen Gasgesetzes eliminiert werden, so daß der Fluß temperaturabhängig wird.

Mariska et al. [1978] finden ein Ansteigen der turbulenten Geschwindigkeit mit der Höhe von 8 bis 20'' für alle Emissionslinien zwischen 40 000 K und 200 000 K. Sie bestimmen durch Ersetzen der Massendichte ρ mit Hilfe des idealen Gasgesetzes in (5.5) und unter Annahme eines konstanten Druckes die Flußdichte durch Anpassen des Verlaufes der gemessenen turbulenten Geschwindigkeiten mit der Temperatur. Sie erhalten eine Flußdichte von $\Phi_{\text{akustisch}} = 1.3 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-2}\text{s}^{-1}$ für eine isotrope akustische Welle und von $\Phi_{\text{MHD}} = 6.5 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-2}\text{s}^{-1}$ für eine isotrope MHD Welle bei einem angenommenen Magnetfeld von 10 G. Bruner and McWhirter [1979] stellen ähnliche Untersuchungen an, benutzen aber ein einfaches atmosphärisches Modell anstelle der Annahme eines konstanten Druckes. Sie finden, daß der akustische Fluß einer in eine Richtung propagierende Welle kleiner als $\Phi_{\text{akustisch}} = 3 \cdot 10^2 \text{ J m}^{-2}\text{s}^{-1}$ sein muß und daß eine Alfvén Welle bei Annahme von 10 G als Magnetfeld durchaus $\Phi_A = 2 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-2}\text{s}^{-1}$ überschreiten kann und dabei immer noch nicht die beobachtete Linienverbreiterung reproduziert.

Wenn es tatsächlich Wellen sind, die für die nicht-thermische Verbreiterung verantwortlich sind, dann muß aufgrund der stark abfallenden Dichte eine Linienverbreiterung mit der Höhe beobachtet werden. Hassler et al. [1990] untersuchen die koronalen Resonanzlinien von Mg x bei 609 und 625 Å bis zu 200'' oberhalb des Limbs und finden einen ansteigenden Trend in den turbulenten Geschwindigkeiten mit der Höhe. Sie zeigen, daß die Beobachtungen sich gut mit der Präsenz von Alfvén Wellen mit typischen Geschwindigkeitsamplituden von $\langle \delta v \rangle = 30 \text{ km/s}$ in der Korona erklären lassen. Sie schätzen die Flußdichte bei Annahme eines Magnetfeldes von 5 G auf $\Phi_A = 4.3 \cdot 10^2 \text{ J m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ab.

Die hier bestimmten nicht-thermischen Geschwindigkeiten zeigen nach Abbildung 5.14 nur bis 10'' einen Anstieg mit der Höhe. Dies ist im Vergleich mit den hier vorgestellten Messungen anderer Autoren bemerkenswert. Nach der Welleninterpretation würden die Wellen nur bis zu einer bestimmten Höhe reichen. In Abbildung 5.14 ist ein theoretischer Verlauf für den Durchgang einer vertikalen Alfvén Welle mit eingetragen, wie er sich aus Gleichung (5.5) ergibt. Dabei ist ein Magnetfeld von 10 G und eine Massendichte von $\rho = \mu m_p N$ angenommen. μm_p ist das mittlere atomare Gewicht und N die Teilchenanzahldichte des Plasmas. In der solaren Atmosphäre folgt aus der Präsenz der schweren Ionen $\mu \approx 0.6$ und $N \approx 1.9 N_e$ [Priest, 1984]. Es wird ein exponentieller Abfall der Elektronendichte mit der Höhe angenommen, wobei die nach Abbildung 5.12 bestimmte Skalenhöhe von 8 000 km verwendet wird. Dadurch ergibt sich eine Energieflußdichte von $\Phi_A = 6.2 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Kurve

gibt den Verlauf der gemessenen turbulenten Geschwindigkeiten unterhalb von $10''$ recht gut wieder, berücksichtigt man, wie grob die Abschätzung eigentlich ist. Bemerkenswert ist, daß die Krümmung der Kurve, die einzig von der Skalenhöhe der Dichteabnahme bestimmt wird und unabhängig von den gewählten Absolutwerten der einzelnen Parameter ist, sehr gut mit allen drei gemessenen Kurven übereinstimmt. Das unterstützt die zuvor auf anderen Wegen bestimmte Skalenhöhe für die Dichteabnahme. Bei sehr niedrigen Höhen ($0-3''$) liegen die gemessenen Werte etwas oberhalb der Kurve. Dort kann die Annahme eines konstanten Flusses aufgrund der Magnetfeldtopologie durchaus verletzt sein (Abbildung 2.3), so daß es dort durch Verkleinerung der Querschnittsfläche zu einer Erhöhung der Flußdichte und damit nach Gleichung (5.5) zu einer Erhöhung der turbulenten Geschwindigkeiten kommen kann. Der Wert für die Energieflußdichte ist höher als in den oben zitierten Arbeiten, obwohl Bruner and McWhirter [1979] nur eine untere Grenze dafür angeben. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Absolutwerte der turbulenten Geschwindigkeiten hier viel größer sind. Es ist schwer, eine Ursache für diese Diskrepanz anzugeben, da ein direkter Vergleich der einzelnen Datensätze nicht möglich ist. Es sei aber bemerkt, daß die hier bestimmten Werte für die nicht-thermischen Verbreiterungen konsistent mit anderen aktuellen SUMER Messungen sind.

Es ist festzustellen, daß über einen Bereich von etwa $10''$ die Daten gut an eine durchgehende Alfvén Welle (oder auch sonstige MHD oder akustische Wellen) angepaßt werden können. Dies unterstützt die Theorien, die Wellen als Treiber von Spikulae benutzen. Die Geschwindigkeitsamplituden liegen dabei in einem Bereich um 60 km/s . Dies ist recht hoch und liegt in der Größenordnung der lokalen Schallgeschwindigkeit. Damit können sich Stoßwellen ausbilden. Der plötzliche Abbruch des kohärenten Anstiegs bei $10''$ kann als eine ausgebildete Stoßwellen interpretiert werden. Dies wäre im Einklang mit den Theorien, die Stoßwellen als Treiber von Spikulae benutzen, insbesondere dem rebound shock Modell. Das Auftreten der Stoßwellen bei einer mittleren Höhe von $10''$ oder 7250 km , was durchaus eine typische Höhe von Spikulae ist, spricht für eine Zuordnung innerhalb der Spikulae. Die große Streuung der turbulenten Geschwindigkeit oberhalb von $10''$ würde der Downstream Region entsprechen und Turbulenz als natürliche Erklärung für die Streuung liefern. Darüberhinaus sind Stoßwellen effektive Mechanismen, um Wellenenergie in thermische Energie umzuwandeln und wären so für die Heizung in Spikulae verantwortlich. Es ist interessant, daß die Position der Stoßwelle mit dem abrupten Anstieg der Temperatur in Abbildung 5.13 übereinstimmt. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß das Plasma dort lokal durch Stoßwellen geheizt wird.

5.5 Ionentemperaturen

In diesem Abschnitt soll die Ionentemperatur in Spikulae bestimmt werden. Die Problematik, wie aus der Linienbreite physikalische Parameter bestimmt werden können, ist im Abschnitt 5.4.3 schon angesprochen worden. Da über die Gültigkeit

verschiedener Methoden in der Literatur keine Einigung herrscht, werden diese im folgenden als Vorbereitung kurz erörtert.

5.5.1 Methoden

Für die Verbreiterung einer Emissionslinie sind nach Abschnitt 2.2 die Bewegungen der Ionen durch einen thermischen und einen turbulenten Anteil verantwortlich. Die Linienbreite lautet nach Gleichung (2.22)

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT_i}{m_i} + \xi^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.22)$$

Dies läßt sich auch durch eine effektive Dopplergeschwindigkeit $v_{1/e}$ ausdrücken, die die wahrscheinlichste Gesamtgeschwindigkeit der Ionen beschreibt.

$$v_{1/e}^2 = \frac{2kT_i}{m_i} + \xi^2 \quad (5.6)$$

$v_{1/e}$ hat keine direkte physikalische Bedeutung. Man muß die beiden Einzelterme auf der rechten Seite von Gleichung (5.6) trennen, um Aussagen über die Dynamik und Thermodynamik der Ionen gewinnen zu können. Drei verschiedene Methoden und deren Voraussetzungen sollen hier näher betrachtet werden:

1. Nimmt man an, daß die kinetische Iontemperatur T_i gleich der Elektrentemperatur T_e ist, so entspricht letztere im Ionisationsgleichgewicht der Formationstemperatur der Linie, welche gut bekannt ist. Dadurch ergibt sich die turbulente Geschwindigkeit ξ automatisch aus (5.6). Diese Methode ist von einer Reihe von Autoren (eine Liste von Referenzen dazu finden sich bei Mariska [1992]) wie auch in Abschnitt 5.4.3 angewendet worden. Sie setzt Kollisionsgleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen voraus, was nicht in allen Gebieten der Sonnenatmosphäre gewährleistet ist.
2. Eine Abschwächung der obigen Voraussetzung ist ein Verfahren von Feldman and Laming [1993], die annehmen, daß T_i sich proportional zur Formationstemperatur verhält und sie bestimmen den Proportionalitätsfaktor durch die Untersuchung von Emissionslinien verschiedener Formationstemperaturen. Seely et al. [1997] machen eine ähnliche Näherung, indem sie annehmen, daß Linien mit gleicher Formationstemperatur auch die gleiche Iontemperatur besitzen. Dies setzt voraus, daß unabhängig von ihrer Masse die Ionen untereinander im thermischen Gleichgewicht sind. Zur Bestimmung von ξ wird in beiden Arbeiten weiterhin angenommen, daß ξ am Limb in guter Näherung für alle Ionen den gleichen Wert hat. Das ist gerechtfertigt, da die verschiedenen Emissionslinien in der gleichen Plasmasäule der Sichtlinie generiert werden und alle Ionen gleichermaßen durch die turbulente Bewegung beeinflußt werden.

3. Will man sich von jeglicher a priori Annahme über T_i lösen, so ist Gleichung (5.6) unterbestimmt. Man gewinnt eine obere Grenze für T_i , wenn die gesamte beobachtete Verbreiterung als thermisch erachtet wird ($\xi = 0$). Eine untere Grenze erhält man, wenn man auch hier annimmt, daß für alle Ionen das gleiche ξ gilt. Die Emissionslinie mit der geringsten Breite hat für $T_i = 0$ ein maximales ξ , welches für die anderen Ionen eine untere Grenze für T_i liefert. Tu et al. [1998] bestimmen so einen Bereich für die Ionentemperatur verschiedener koronaler Ionen in polaren koronalen Löchern, wo man davon ausgehen muß, daß aufgrund der geringen Dichte die Annahme des Kollisionsgleichgewichtes zwischen Ionen und Elektronen aus Punkt 1. massiv verletzt ist.

Die letzte Methode ist die allgemeinste der hier vorgestellten, da sie keinerlei a priori Annahmen über die Ionentemperatur erfordert. Sie liefert zwar keine turbulenten Geschwindigkeiten und keine absoluten Ionentemperaturen, engt aber letztere auf einen gewissen Bereich ein.

5.5.2 Abschätzung der Ionentemperaturen

Für die aus Abschnitt 5.4.3 bestimmten Linienbreiten wird das oben beschriebene dritte Verfahren angewendet, um die Ionentemperatur abzuschätzen. Zur Bestimmung einer oberen Grenze wird $\xi = 0$ in Gleichung (5.6) gesetzt und ein maximales T_i für alle Ionen bestimmt. Wie Tabelle 5.6 zeigt, besitzt NII als kalte chromosphärische Linie die geringste Linienbreite des Datensatzes. Das bedeutet, daß NII das kleinste $v_{1/e}$ hat und daher, wie oben beschrieben, die untere Grenze der Ionentemperatur der anderen Ionen liefert. In Abbildung 5.15 ist das Ergebnis für eine Höhe von $5''7 \approx 4000$ km oberhalb des weißen Limbs gezeigt. Dargestellt sind die oberen (Rauten) und unteren Grenzen (Dreiecke) der Ionentemperaturen aufgetragen gegen die Elektronentemperatur, welche gleich der Linienformationstemperatur gesetzt ist. Die gestrichelte Identitätsgerade zeigt, daß die Ionentemperatur deutlich oberhalb der Elektronentemperatur liegt. Während letztere in dem Bereich von 100 000 K liegen, sind die Ionentemperaturen um eine Größenordnung höher und reichen teilweise weit über 1 Million K hinaus. Es ist bemerkenswert, daß die einzelnen Ionen nicht die gleiche Temperatur aufweisen und sich somit untereinander nicht im thermischen Gleichgewicht befinden. Besonders deutlich tritt dies bei NIII und SiIV auf, die beide die gleiche Formationstemperatur besitzen. Damit wird deutlich, daß die Voraussetzungen für Methode 2 im letzten Abschnitt nicht erfüllt sind. Die Beobachtungen hier sind konsistent mit denen von Seely et al. [1997] und Tu et al. [1998], die in der Korona Ionentemperaturen weit oberhalb der Formationstemperaturen ihrer beobachteten Linien in der Größenordnung von einigen Millionen K finden. Bemerkenswert an der hier gemachten Beobachtung ist, daß die Ionen auch weiter unten in der Atmosphäre, in Spikulæ derartig heiß sind.

Um eine derartige Temperaturdifferenz zwischen Elektronen und Ionen aufrecht erhalten zu können, ist eine selektive Heizung notwendig, die nur die Ionen heizt.

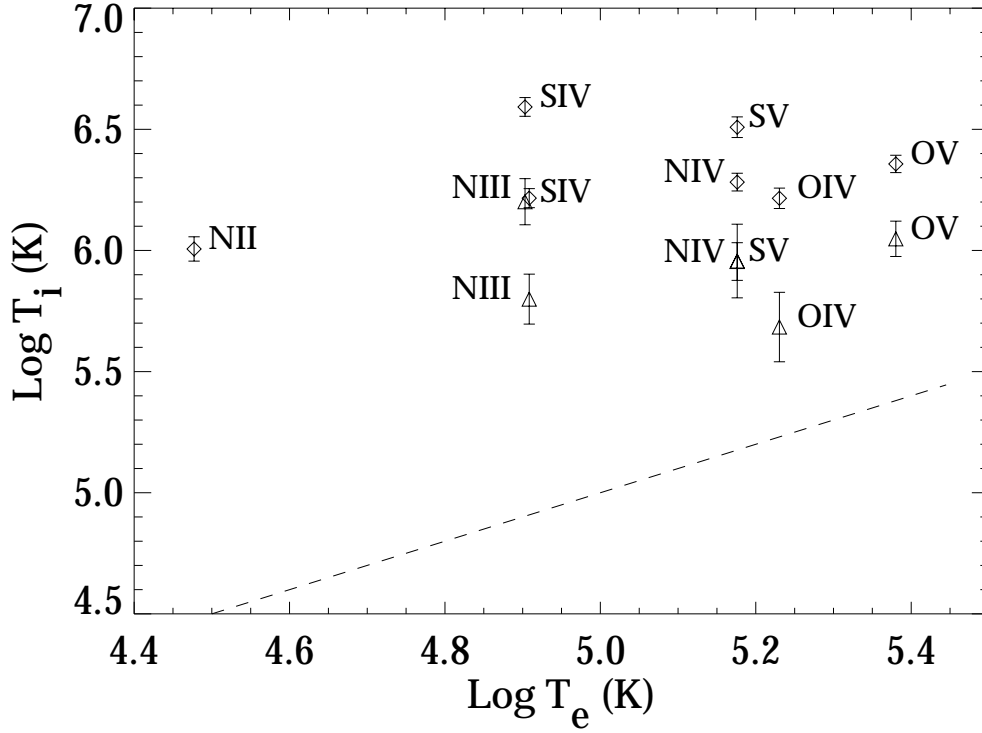


Abbildung 5.15: Ionentemperatur T_i aufgetragen gegen die Elektronentemperatur T_e , die als Linienformationstemperatur angenommen ist. Rauten repräsentieren die obere, Dreiecke die untere Grenze für T_i . Die Fehlerbalken resultieren aus der Annahme eines Fehlers durch die Fitprozedur von ± 0.2 Pixel. Die Linie $T_i = T_e$ ist gestrichelt eingetragen.

Außerdem muß der Heizmechanismus sehr effektiv sein, damit er gegenüber den relativ kurzen Ausgleichszeiten zwischen Elektronen und Ionen von der Größenordnung 0.1 s (Abschnitt 5.6.1) die Temperaturdiskrepanz aufrecht erhalten kann. Ein solcher Mechanismus ist die Heizung durch Ionen-Zyklotron Resonanz, deren Zeitskala in der Sonnenatmosphäre in dem Bereich von 10^{-3} – 10^{-6} s liegt und die ausschließlich die Ionen heizt.

Die Theorie zur Heizung durch Ionen-Zyklotron wird näher in Abschnitt 5.6.3 beleuchtet. Hier soll nur darauf verwiesen werden, daß bekannte Signaturen für eine solche Heizung eine Skalierung der Ionentemperatur mit der Masse ($T_i/m_i \sim T_j/m_j$) und eine Abnahme der Heizrate mit der Ionengyrofrequenz sind [Tu et al., 1998]. Um dies nachzuprüfen, ist die Ionentemperatur und die thermische Geschwindigkeit der Ionen in Abhängigkeit des Ladungs zu Massen Verhältnisses Z_i/A_i (A_i ist die Massenzahl und Z_i die Ladungszahl des Ions) in Abbildung 5.16 dargestellt. Z_i/A_i

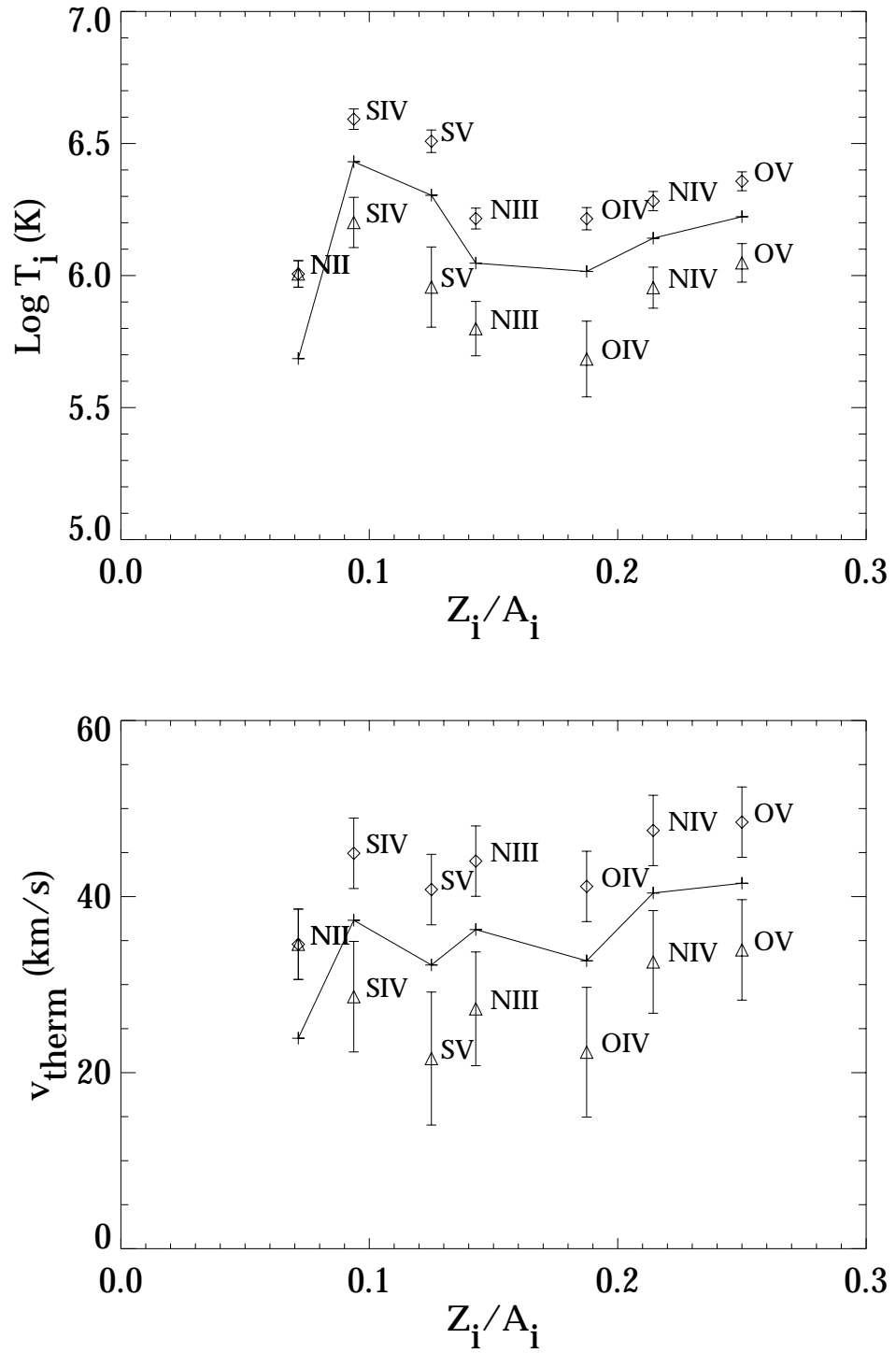


Abbildung 5.16: Ionentemperatur (oben) und thermische Geschwindigkeit (unten) gegen das Ladungs zu Masse Verhältnis Z_i/A_i . Durchgezogen ist die Ionentemperatur bzw. thermische Geschwindigkeit unter der Annahme eines turbulenten Anteils mit $\xi = 25 \text{ km/s}$.

ist direkt proportional zur Ionengyrofrequenz

$$\Omega_i = \frac{Z_i e B}{A_i m_p} . \quad (5.7)$$

e die Elementarladung und m_p die Protonenmasse. In Abbildung 5.16 sind die Ionentemperaturen bzw. thermischen Geschwindigkeiten für ein angenommenes $\xi = 25$ km/s mit eingetragen. Im folgenden soll angenommen werden, daß diese Linien die wahren Ionentemperaturen bzw. thermischen Geschwindigkeiten repräsentieren. Läßt man NII außen vor, so erkennt man oben in Abbildung 5.16 oberhalb von $Z_i/A_i \approx 0.1$ einen Trend zur Abnahme der Temperatur mit der Gyrofrequenz bis zu $Z_i/A_i \approx 0.2$. Daran anschließend steigt sie wieder leicht an. Hingegen hat die thermische Geschwindigkeit innerhalb der Fehlertoleranz einen nahezu konstanten Wert zwischen 32 und 40 km/s. Dies deutet auf eine Massenskalierung der Temperatur hin.

Während die thermischen Geschwindigkeiten einen recht deutlichen Hinweis auf eine Heizung durch Ionen–Zyklotron Resonanz geben, ist die Abnahme der Temperatur mit der Gyrofrequenz nicht so stark ausgeprägt. Untersuchungen in anderen Höhen als 5''7 zeigen ein ähnliches Verhalten. Man muß sich aber bewußt sein, daß die erwartete Abnahme der Heizrate mit der Gyrofrequenz stark von dem Verlauf des turbulenten Energiespektrums im chromosphärischen Netzwerk abhängt, von dem nur wenig bekannt ist. Eine genauere Ausführung dazu ist in Abschnitt 5.6.3 gegeben. So muß der beobachtete Verlauf der Ionentemperatur mit Z_i/A_i die Heizung durch resonante Ionen–Zyklotron Wellen nicht notwendigerweise ausschließen. Die konstante thermische Geschwindigkeit der Ionen dahingegen ist ein deutlicher Hinweis auf das Vorliegen von Ionen–Zyklotron Resonanz. Außerdem zeigt Abbildung 5.15 klar, daß Ionen und Elektronen in Spikulae nicht im thermischen Gleichgewicht sind und daß ein selektiver Heizmechanismus vorliegen muß. Ein einfaches Modell dazu wird im nächsten Abschnitt entwickelt.

5.6 Spikulae–Heizung durch Ionen–Zyklotron Resonanz

Die Ergebnisse aus dem vorherigen Abschnitt sollen hier verwendet werden, um ein einfaches Heizungsmodell für Spikulae zu entwickeln. Da durch die Ionen–Zyklotron Resonanz nur die Ionen geheizt werden, ist eine Mehrkomponenten–Theorie erforderlich. Diese enthält in der Energiebilanz Stoßterme, Energiesenken durch Strahlung und Energiequellen durch resonante Heizung. In den folgenden drei Abschnitten werden diese physikalischen Mechanismen detailliert vorgestellt, bevor sie im letzten Abschnitt zu einem einfachen Modell zusammengefügt werden.

5.6.1 Energieübertragung durch Stöße

Verschiedene Teilchenspezies können untereinander durch Stöße Energie und Impuls austauschen. Die Energieübertragungsrate zwischen zwei Gasen mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung und verschiedenen Temperaturen T_1 und T_2 und Massen m_1 und m_2 ist [Banks, 1966]

$$\frac{dU_1}{dt} = -3 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \bar{\nu}_{12} N_1 k (T_1 - T_2) \quad . \quad (5.8)$$

Dabei ist $\bar{\nu}_{12}$ die mittlere Kollisionsfrequenz der Teilchen 1 mit 2 und U_1 die innere Energie des Gases 1

$$U_1 = \frac{f}{2} k N_1 T_1 \quad . \quad (5.9)$$

f ist die Anzahl der Freiheitsgrade. Die mittlere Kollisionsfrequenz $\bar{\nu}_{12}$ läßt sich im Falle zweier geladener Gase aus dem Rutherford'schen Streuquerschnitt gewinnen und hat die Gestalt [Banks, 1966]

$$\bar{\nu}_{12} = \frac{N_2 (Z_1 Z_2 e^2)^2 \ln \Lambda}{6\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 \mu^2 \left(\frac{kT_1}{m_1} + \frac{kT_2}{m_2} \right)^{\frac{3}{2}}} \quad . \quad (5.10)$$

Darin ist μ die reduzierte Masse und $\ln \Lambda$ der Coulomb Logarithmus, der geringfügig dichte- und temperaturabhängig ist und Werte zwischen 5 und 20 annehmen kann [Priest, 1984]. Bis auf das Auftauchen der Dichte N_2 ist $\bar{\nu}_{12}$ symmetrisch unter Vertauschung der Indizes. Das bedeutet, daß der Energieübertrag von einem dichten zu einem dünnen Gas effektiver ist als umgekehrt. Faßt man die Gleichungen (5.8) bis (5.10) zusammen und nimmt $f = 3$ an, so erhält man

$$\frac{dT_1}{dt} = - \frac{N_2 (Z_1 Z_2 e^2)^2 \ln \Lambda}{3\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 m_1 m_2 \left(\frac{kT_1}{m_1} + \frac{kT_2}{m_2} \right)^{\frac{3}{2}}} \quad . \quad (5.11)$$

Dieses Resultat erlaubt es, mit Hilfe von nur einer Gleichung die Energieübertragungsrate aller geladenen Teilchenspezies zu bestimmen. Im folgenden sind nur die Fälle eines Elektronen-Ionen Gases und eines Protonen-Ionen Gases relevant. Mit der Näherung $T_e/m_e \gg T_i/m_i$ im ersten und der Vereinfachung $m_i = A_i m_p$ im zweiten Fall hat Gleichung (5.11) folgende Gestalten:

$$\frac{dT_i}{dt} = - \frac{N_e Z_i^2 e^4 \sqrt{m_e} \ln \Lambda}{3\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 m_i} \frac{T_i - T_e}{(kT_e)^{\frac{3}{2}}} \quad (5.12)$$

$$\frac{dT_p}{dt} = - \frac{N_i Z_i^2 e^4 \ln \Lambda}{3\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 A_i \sqrt{m_p} k^{\frac{3}{2}}} \frac{T_p - T_i}{(T_p + A_i^{-1} T_i)^{\frac{3}{2}}} \quad . \quad (5.13)$$

Die entsprechenden Gleichungen für Elektronen bzw. Ionen erhält man einfach durch Ersetzen der Dichte N_e durch N_i in (5.12) bzw. N_i durch N_p in (5.13). Gleichung

(5.12) zeigt, daß bei einem Temperaturunterschied zwischen Ionen und Elektronen, diese sich bei konstantem T_e in einer typischen Zeit τ ausgleichen

$$\tau = \frac{3\pi\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2 m_i (kT_e)^{\frac{3}{2}}}{N_e Z_i^2 e^4 \sqrt{m_e} \ln \Lambda} . \quad (5.14)$$

Geht man von einem Protonen–Elektronen Plasma aus, so liefert (5.14) mit typischen Werten für EUV Spikulae von $N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $\ln \Lambda = 16.3$ und $T_e = 10^5 \text{ K}$ einen Wert von 0.1 s für τ . Eine derartig kurze Ausgleichszeit bedeutet, daß sich Elektronen und Protonen bei Heizmechanismen, die auf längeren Zeitskalen arbeiten, im thermischen Gleichgewicht befinden.

5.6.2 Strahlungsverluste optisch dünner Plasmen

In der oberen Chromosphäre und Übergangsregion ist Strahlung der Hauptverlustmechanismus in der Energiebilanz. Oberhalb von etwa 20 000 K wird das Plasma optisch dünn und der Strahlungsverlustterm hat die Gestalt von Gleichung (3.9)

$$L_s = N_e N(H^+) Q_s(T_e) . \quad (3.9)$$

$Q_s(T_e)$ ist die temperaturabhängige Strahlungsverlustfunktion für optisch dünne Plasmen. Sie wird durch die Lösung der Anregungs- und Ionisationsgleichgewichte für alle vorhandenen Ionen bestimmt und resultiert für eine gegebene Temperatur aus der Summe der gesamt emittierten Strahlung, die aus gebunden–gebunden, gebunden–frei und frei–frei Übergängen hervorgeht. $Q_s(T_e)$ ist von einer Reihe von Autoren evaluiert worden und ihren Verlauf skizziert Abbildung 5.17.

Auffallend sind die beiden Maxima um 20 000 und 160 000 K. Ersteres resultiert vom neutralen Wasserstoff, der die Strahlungsverlustfunktion in diesem Temperaturbereich dominiert. Oberhalb von etwa 20 000 – 30 000 K wird der Wasserstoff vollständig ionisiert, und die Funktion fällt wieder ab. Das plateau-artige Maximum um 160 000 K stammt hauptsächlich von den Elementen C und O, die in diesem Temperaturbereich ihr maximales Emissionsvermögen haben und die hinreichend häufig vorkommen.

Rosner et al. [1978] fitten die Kurve stückweise an eine Funktion der Form $Q_s(T_e) = \chi T_e^\beta$ (Strich-Punkt Linie in Abbildung 5.17) und finden für den hier relevanten Bereich

$$Q_s(T_e) = \begin{cases} 10^{-34.85} (\text{Wm}^3) & : & 10^{4.3} < T_e < 10^{4.6} \\ 10^{-44} T_e^2 (\text{Wm}^3) & : & 10^{4.6} < T_e < 10^{4.9} \\ 10^{-34.2} (\text{Wm}^3) & : & 10^{4.9} < T_e < 10^{5.4} \end{cases} \quad (5.15)$$

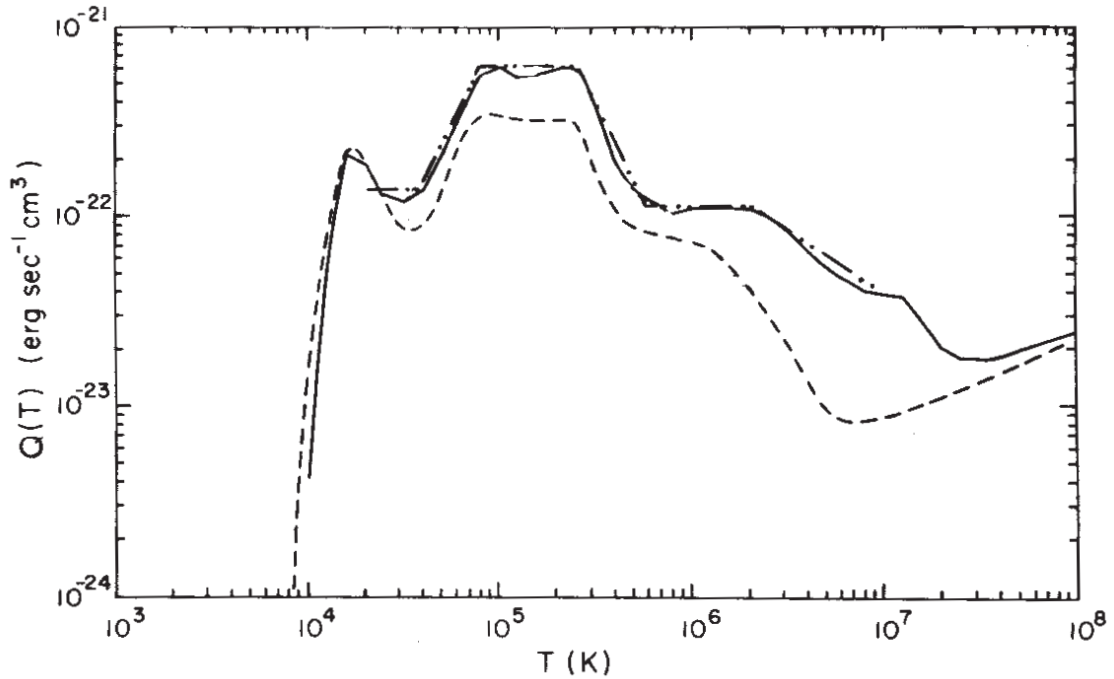


Abbildung 5.17: Repräsentativer Verlauf der Strahlungsverlustfunktion $Q_s(T_e)$ für verschiedene Plasmazusammensetzungen (durchgezogen und gestrichelt) [Priest, 1984]. Sie ist bis auf einen Faktor zwei genau. Rosner et al. [1978] bestimmen einen analytischen Fit dieser Funktion, der durch die Strich-Punkt Linie dargestellt wird.

5.6.3 Heizung durch Ionen-Zyklotron Resonanz

In situ Messungen im Sonnenwind zeigen, daß sich schwere Ionen relativ zu den Protonen schneller bewegen (differentielle Ionenbeschleunigung). Der Geschwindigkeitsunterschied liegt dabei in der Größenordnung der lokalen Alfvéngeschwindigkeit. Weiterhin wird beobachtet, daß die kinetischen Temperaturen der Ionen dem Gesetz $T_i/\rho_i = T_p/\rho_p$ folgen, d.h. alle Ionen haben die gleiche thermische Geschwindigkeit. Diese Phänomene sind detailliert bei Marsch [1991] zusammengefaßt. Die bevorzugte Heizung der Ionen und die differentielle Ionenbeschleunigung wird der Wechselwirkung zwischen Alfvén Wellen und Ionen des Sonnenwinds zugeschrieben. Verschiedene theoretische Arbeiten versuchen, diese Phänomene zu beschreiben, aber noch keine liefert eine vollständig zufriedenstellende Erklärung. Der Schlüsselprozeß scheint dabei die Resonanz zwischen Ionen und Wellen nahe der Ionen-Zyklotron Resonanzfrequenz zu sein. Die Welle dissipiert und konvertiert ihre Energie dabei in thermische Energie der Ionen. Es ist allerdings unklar, wie die verlorene spektrale Energie wieder ersetzt wird, um das lokale Energiespektrum aufrecht zu erhalten und wie die dissipierte Energie auf die einzelnen Ionenspezies und deren Freiheitsgrade verteilt wird. Einen Überblick über Theorien zu diesem Thema findet sich bei Tu and Marsch [1995].

Hochfrequente Alfvén Wellen treten bei Annäherung an die Gyrofrequenz der Teilchen mit diesen in Resonanz. Links-zirkular polarisierte Wellen liefern dabei die Ionen-Zyklotron Resonanz mit der Resonanzbedingung

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = \pm \Omega_i . \quad (5.16)$$

ω ist die Wellenfrequenz und k_{\parallel} bzw. v_{\parallel} die Wellenzahl bzw. die Teilchengeschwindigkeit entlang des Hintergrundmagnetfeldes. Gleichung (5.16) drückt aus, daß die Wellenfrequenz im System der Ionen gleich der Ionen-Gyrofrequenz ist. Das bedeutet, daß die um das Magnetfeld gyrierenden Ionen einem konstanten elektrischen Wellenfeld E_{\perp} ausgesetzt sind, welches sie permanent beschleunigt oder bremst. Im ersten Fall gewinnen die Ionen Energie aus der Welle und im letzten Fall ist es gerade umgekehrt. Welcher Fall eintritt, ist von der Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen abhängig. Hier soll angenommen werden, daß die Ionen eine reine Maxwellverteilung besitzen, so daß sie ausschließlich Energie aus der Welle gewinnen. Durch das Vorhandensein von turbulenten alfvénischen Störungen kann die so transferierte Energie in thermische Energie der Ionen umgesetzt werden.

Nach Tu and Marsch [1995; 1997] existieren zwei Heizmechanismen, die zur Energieübertragung bei der Welle-Teilchen Wechselwirkung beitragen. Dies ist zum einen die turbulente Energiekaskade, die die spektrale Energie im Wellenzahlraum zu höheren Wellenzahlen transportiert. Durch das Taylor-Theorem läßt sich die Wellenzahl leicht durch Multiplikation mit der Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas in eine Frequenz umwandeln. Nach Matthaeus and Goldstein [1982] ist diese Näherung gültig, wenn

$$\frac{v}{v_A} \gg 2\pi \frac{\delta B}{B} . \quad (5.17)$$

v ist dabei die Strömungsgeschwindigkeit und δB die Amplitude des magnetischen Wellenfeldes. Mit den hier gewählten Parametern von (s.u.) $v = 25$ km/s, $v_A = 2500$ km/s, $\delta B = 10$ nT und $B = 5 \cdot 10^{-3}$ T ist (5.17) hinreichend gut erfüllt. Das Taylor-Theorem ist somit hier anwendbar und die Energiekaskade kann anstatt im Wellenzahlraum im Frequenzraum betrachtet werden. Diese Kaskade transportiert somit Energie zu höheren Frequenzen, welche bei Erreichen der lokalen Gyrofrequenz teilweise in Wärme umgesetzt wird. Nach Tu and Marsch [1995; 1997] hat der auf der Energiekaskade basierende Heizmechanismus die Gestalt

$$H_1 = 2\pi\delta \frac{\cos\phi}{\rho(v + v_A \cos\phi) v_A \mu_0^2} f_i^3 P^2(f_i, r) . \quad (5.18)$$

δ ist die Kaskaden Konstante, die zu 0.01 abgeschätzt worden ist [Tu and Marsch, 1997]. $P(f_i, r)$ ist das Energiespektrum im radialen Abstand r , ausgewertet nahe der Ionen-Gyrofrequenz

$$f_i = 0.1 \cdot \Omega_i , \quad (5.19)$$

was berücksichtigt, daß die resonante Zyklotron-Instabilität schon bei etwa 1/10 der Gyrofrequenz einsetzt [Marsch, 1991]. ϕ ist der Spiral-Winkel des Sonnenwindmagnetfeldes, welcher nahe der Sonne in guter Näherung 0° beträgt. v_A ist die lokale

Alfvén- und v die Teilchengeschwindigkeit. Der zweite Beitrag zur Heizung resultiert aus der Dissipation von Wellenenergie aufgrund des radialen Gradienten der Ionen-Zyklotronfrequenz. Durch das mit der Höhe stark abfallende Magnetfeld wird die lokale Gyrofrequenz erniedrigt und Wellen niedrigerer Frequenzen, die in der Regel energiereicher sind, werden dissipiert. Dieser Beitrag hat nach Tu and Marsch [1995; 1997] die Gestalt

$$H_2 = -(v + v_A \cos \phi) \frac{P(f_i, r)}{\mu_0} \frac{df_i}{dr} . \quad (5.20)$$

Der radiale Gradient des Magnetfeldes ist nahe der Sonne viel größer als weiter draußen im Sonnenwind. Noch drastischer ist die Situation in Spikulae, da an den Rändern der supergranularen Zellen sehr starke Magnetfelder herrschen, die rasch nach außen abklingen. Folgende Abschätzung soll zeigen, welcher Heizmechanismus für Spikulae der relevante ist. Das Verhältnis der beiden Heizterme für den Fall von Protonen ist

$$\frac{H_2}{H_1} = -\frac{(v + v_A)^2 v_A \mu_0 \rho}{2\pi \delta f_p^3 P(f_p, r \approx R_\odot)} \frac{df_p}{dr} . \quad (5.21)$$

Folgende Parameter werden für die Abschätzung verwendet:

- $N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (gemessen) $\Rightarrow \rho \approx 2N_e m_p$
- B fällt linear von 10 auf 1 mT über eine Strecke von 10 000 km ab
 $\Rightarrow df_i/dr \approx 9 \text{ Hz/km}$
- $v_A(B \approx 5 \text{ mT}) \approx 2500 \text{ km/s}$
- $v \approx 25 \text{ km/s}$ als typische Geschwindigkeit von Spikulae
- $f_i(B \approx 5 \text{ mT}) \approx 50 \text{ kHz}$
- $P(f_i) \approx 10^3 - 10^4 \text{ nT}^2/\text{Hz}$ [Marsch and Tu, 1998]

Daraus folgt, daß H_2 ca. 75 mal größer ist als H_1 und damit der für Spikulae relevante Heizprozeß ist. H_1 wird somit im folgenden vernachlässigt. Es sei bemerkt, daß weiter draußen im Sonnenwind gerade das umgekehrte der Fall ist und H_2 gegenüber H_1 vernachlässigt werden kann [Tu and Marsch, 1995].

Diese Abschätzung kann nur Größenordnungen wiedergeben, da die gewählten Parameter über einen weiten Bereich variieren können. Die größte Unsicherheit weist dabei das Energiespektrum $P(f, r)$ auf. Es ist nicht bekannt, welche Form dieses nahe der Sonne hat. Die oben gewählten Werte stammen von Tu and Marsch [1998], die $P(f, r)$ aus in situ Messungen im Sonnenwind in das chromosphärische Netzwerk extrapolieren. Es ist aus der genannten Arbeit allerdings nicht zu entnehmen, unter welchen Annahmen die Autoren dies durchgeführt haben und wie vertrauenswürdig die angegebenen Werte sind bzw. über welchen Bereich sie variabel sind. Es muß bemerkt werden, daß das Energiespektrum $P(f_i)$ sowohl in dieser Arbeit als auch bei

Tu and Marsch [1998] ein entscheidender Parameter darstellt. Ist $P(f_i) \leq 100 \text{ nT}^2/\text{Hz}$, also um etwa zwei Größenordnungen kleiner als oben angegeben, so sind die resultierenden Heizraten zu gering, als daß sie einen signifikanten Temperaturunterschied zwischen Elektronen und Ionen bewirken könnten.

Für den oben gewählten Bereich des Magnetfeldes und des Energiespektrums ergibt sich aus (5.20) eine Heizrate in dem Bereich von $4 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-4} \text{ J m}^{-3}\text{s}^{-1}$. Heizraten in der Größenordnung von $10^{-3} - 10^{-6} \text{ J m}^{-3}\text{s}^{-1}$ erscheinen somit als sinnvoll. Dies ist konsistent mit Heizraten, die Tu and Marsch [1998] im chromosphärischen Netzwerk erhalten. Aus dem Energiespektrum läßt sich die Größenordnung der mit den Wellen verbundenen magnetischen und elektrischen Wellenfelder abschätzen. Es ist

$$P = \frac{\delta B^2}{\Delta f} \quad (5.22)$$

mit einem typischen Frequenzintervall Δf , welches das Auflösungsvermögen der Messung repräsentiert. Mit einem angenommenen $\Delta f \approx 0.1 \text{ Hz}$ folgt $\delta B \approx 10 - 30 \text{ nT}$. Mit

$$\frac{\delta E}{\delta B} \approx v_A \quad (5.23)$$

läßt sich dann die Größenordnung des elektrischen Wellenfeldes zu $\delta E \approx 25 - 75 \text{ mV/m}$ ableiten. Beide Wellenfelder geben eine realistische Größenordnung wieder, so daß der gewählte Parameterbereich für das Energiespektrum vernünftig erscheint. Es soll hier nochmal darauf hingewiesen werden, daß Alfvén Wellen in der oberen Atmosphäre der Sonne durch andere Mechanismen wie z.B. Joulesche Wärmeproduktion ihre Energie nur geringfügig dissipieren können [Osterbrock, 1961; Priest, 1984] und daß derartige Mechanismen eine untergeordnete Rolle spielen. In der Korona ist die elektrische Leitfähigkeit so groß, daß die Wellen nahezu ungedämpft sind. Nur in der unteren Chromosphäre, wo ein signifikanter Anteil an Neutralteilchen vorhanden ist, ist Joulesche Dissipation aufgrund von Neutralteilchenstößen effektiver und trägt wahrscheinlich zum Treiben von Spikulae bei (Abschnitt 3.2). Es ist aber davon auszugehen, daß die Ionen-Zyklotron Heizung der effektivste Prozeß in der Sonnenatmosphäre ist, um Wellenenergie von Alfvén Wellen in Teilchenenergie umzusetzen.

Wie bereits oben erwähnt ist das Energiespektrum $P(f, r)$ auf der Sonne nicht hinreichend gut bekannt, da bisher keinerlei Messungen dazu zur Verfügung stehen. In situ Beobachtungen des Energiespektrums im Sonnenwind bei 0.3 AU sind dahingegen im Rahmen der HELIOS-Mission durchgeführt worden [z.B. Marsch, 1991]. Allgemein kann eine Potenzfunktion für das Energiespektrum angenommen werden

$$P(f) = P_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{-\alpha} \quad (5.24)$$

P_0 und f_0 sind bestimmte Referenzwerte und α der spektrale Index, der in der Regel zwischen eins und zwei liegt. Auch dieser ist für den Fall der Sonne nicht bekannt. Folgende Fälle können vorliegen:

$\alpha = 1$: weißes Spektrum (jede Frequenzdekade besitzt den gleichen Energieinhalt)

$\alpha = \frac{3}{2}$: voll entwickelte Kraichnan Turbulenz (MHD Turbulenz)

$\alpha = \frac{5}{3}$: voll entwickelte Kolmogorov Turbulenz (hydrodynamische Turbulenz)

$\alpha \geq 2$: noch nicht voll entwickelte Turbulenz

Roberts [1989] extrapoliert den Wellenenergiefluß bei 1 AU zurück zur Sonne und findet einen spektralen Index von $5/3$. Dere [1989] untersucht das turbulente Energiespektrum als Funktion der räumlichen Skalen durch Beobachtungen der CIV 1548 Å Resonanzlinie. Er findet einen spektralen Index von $3/2$, aber auch Fälle mit anderen Indizes nahe bei eins.

Nimmt man einen festen radialen Abstand r an, so werden Ionen und Protonen je nach spektralem Index unterschiedlich stark geheizt. Nach Gleichung (5.20) und (5.24) ist ($H := H_2$)

$$\frac{H_i}{H_p} = \frac{P(f_i)}{P(f_p)} \frac{df_i/dr}{df_p/dr} = \frac{f_p^\alpha}{f_i^\alpha} \frac{Z_i}{A_i} = \left(\frac{A_i}{Z_i} \right)^{\alpha-1}. \quad (5.25)$$

Bei weißen Spektren ($\alpha = 1$) erfahren Protonen und Ionen die gleiche Heizung. Da für alle Ionen außer Protonen $A_i/Z_i > 1$ gilt, werden für $\alpha > 1$ die Ionen mit großen A_i/Z_i am stärksten geheizt. So wird z.B. für $\alpha = 2$ SiV um das 1.5-fache gegenüber NiII und um das 10-fache gegenüber den Protonen geheizt. Ersteres ist in Abbildung 5.16 oben gut zu erkennen, ist aber auch nur für diesen Bereich von Z_i/A_i erfüllt. Der Anstieg darüberhinaus ist nur mit einem $\alpha < 1$ zu erklären. Tatsächlich ist auch bei Kenntnis des Energiespektrums die wahre relative Größe der H_i nicht hinreichend gut bekannt, da, wie oben bereits erwähnt, nicht klar ist, wie sich die dissipierte Energie auf die einzelnen Ionenspezies und deren Freiheitsgrade verteilt. Isenberg and Hollweg [1982] behaupten, daß aufgrund der differentiellen Ionenbeschleunigung $H_i/\rho_i > H_p/\rho_p$ gelten muß. Da ρ_i in der Regel um das 10–100-fache kleiner als ρ_p ist, ist dies sogar für Gleichheit der Heizraten erfüllt. So bleibt ein weiter Spielraum für die Ionenheizraten bestehen. Weitere theoretische und experimentelle Arbeiten sind notwendig, um die Vielzahl der unbekannten Größen zur Frage der Ionen-Zyklotron Heizung zu eliminieren.

5.6.4 Ein Modell zur Spikulae-Heizung

Die in den letzten drei Abschnitten diskutierten Energiequellen und -senken sollen hier in einem einfachen Modell zur Heizung von Spikulae zusammengefügt werden. Die lokale Energiebilanz eines Elektronen- und Ionengases hat die Form

$$\frac{dU_e}{dt} = -3 \frac{m_e}{m_i} \bar{v}_{ei} N_e k (T_e - T_i) - L_s \quad (5.26)$$

$$\frac{dU_i}{dt} = +3 \frac{m_e}{m_i} \bar{v}_{ie} N_i k (T_e - T_i) + H_i \quad (5.27)$$

Das Elektronengas verliert Energie über die Abstrahlung L_s nach Gleichung (3.9) und die Ionen werden durch die Ionen-Zyklotron Resonanz nach Gleichung (5.20) geheizt. Beide sind über Stöße mit der Stoßfrequenz ν_{ei} nach Gleichung (5.10) miteinander verkoppelt. Ersetzung von $U_{e/i}$ liefert

$$\frac{dT_e}{dt} = -\gamma N_i \frac{T_e - T_i}{T_e^{\frac{3}{2}}} - \frac{2 \cdot N(H^+) N_e Q_s(T_e)}{3k} \quad (5.28)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = \gamma N_e \frac{T_e - T_i}{T_e^{\frac{3}{2}}} + \frac{2H_i}{3N_i k} \quad (5.29)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \gamma &= \frac{Z_i^2 e^4 \sqrt{m_e} \ln \Lambda}{3\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 m_i k^{\frac{3}{2}}} \\ &= 3.95 \cdot 10^{-9} \frac{Z_i^2 \ln \Lambda}{A_i} . \end{aligned}$$

Nach Abschnitt 2.2 ist dabei $N(H^+) = 0.8N_e$. Aufgrund der $T_e^{\frac{3}{2}}$ -Abhängigkeit der Stoßfrequenzen ist dieses System von Differentialgleichungen nicht direkt lösbar, aber man kann für einige Spezialfälle Aussagen treffen. Dafür wird vorerst angenommen, daß Q_s nicht von T_e abhängt, was für einige Temperaturbereiche erfüllt ist (Gleichung (5.15)). Bildet man von (5.28) und (5.29) die Differenz, so erhält man

$$\frac{d(T_e - T_i)}{dt} = -\gamma (N_i + N_e) \frac{T_e - T_i}{T_e^{\frac{3}{2}}} - \frac{2}{3kN_e} \left(0.8 \cdot N_e^2 Q_s + \frac{N_e}{N_i} H_i \right) . \quad (5.30)$$

Macht man die Annahme, daß $T_e^{\frac{3}{2}} \approx \text{konst.}$ bzw. keinen starken Änderungen unterliegt, so hat (5.30) die Lösung

$$T_e - T_i = C \exp \left(-\frac{\gamma (N_e + N_i)}{T_e^{\frac{3}{2}}} t \right) - \frac{2}{3kN_e} \frac{0.8 \cdot N_e^2 Q_s + \frac{N_e}{N_i} H_i}{\gamma (N_i + N_e)} T_e^{\frac{3}{2}} , \quad (5.31)$$

mit einer noch aus den Anfangsbedingungen zu bestimmenden Konstanten C . Die Temperaturdifferenz strebt für große Zeiten t gegen den konstanten zweiten Term auf der rechten Seite von (5.31). Wie schnell das geht, bestimmt der reziproke Faktor in der Exponentialfunktion, welcher ein Maß für die Effizienz der Energieübertragung durch Stöße ist. Dieser wurde für ein Protonen-Elektronen Gas in Abschnitt 5.6.1 in der Größenordnung von 0.1 s abgeschätzt. Die Temperaturdifferenz zwischen Ionen und Protonen erreicht also in relativ kurzer Zeit einen festen Wert. Physikalisch ausgedrückt wird dieser im Fall $N_i \approx N_e$ durch die Summe der Strahlungsverluste der Elektronen und der Heizung der Ionen im Verhältnis zur Energieübertragung durch Stöße bestimmt

$$T_e - T_i \hat{=} \frac{\text{Strahlungsverluste} + \text{Heizung}}{2 \cdot \text{Energieübertragung pro Kelvin}} . \quad (5.32)$$

Je besser die Energieübertragung durch Stöße, desto geringer ist die Temperaturdifferenz. Je höher die Summe von Heizung und Kühlung, desto höher ist die Temperaturdifferenz. Das gleiche Ergebnis erhält man, wenn man in Gleichung (5.30) Stationarität der Temperaturdifferenz fordert ($d(T_e - T_i)/dt = 0$).

Diese Temperaturdifferenz liefert nicht die exakte Lösung, da sehr einschränkende Voraussetzungen dazu gefordert werden müssen, aber sie sollte die richtige Größenordnung wiedergeben. Ein Gas von NIV Ionen hat nach Tabelle 2.1 die Dichte $N_i = 0.8 \cdot 10^{-4} N_e$. Mit $N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, einer Heizrate von $H_i = 10^{-6} \text{ J m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, einer Elektronentemperatur von 100 000 K und einer Strahlungsverlustfunktion Q_s nach (5.15) ergibt sich eine Temperaturdifferenz von 1 Million K. Dies entspricht der Größenordnung der beobachteten Temperaturdifferenz in Abbildung 5.15. Die gewählte Heizrate H_i ist die kleinste aus dem im letzten Abschnitt abgeschätzten Intervall. Hier hat die Unsicherheit, wie groß die H_i der einzelnen Ionenspezies sind (Abschnitt 5.6.3), erhebliche Auswirkungen. Erhöht man diese um eine Größenordnung, so ist das auch für die Temperaturdifferenz der Fall. Allerdings wechselwirken die aufgeheizten Ionen nicht nur mit den Elektronen, sondern auch mit den Protonen, so daß ein Teil der Energie auch an diese abgegeben wird und die Ionentemperatur sich wieder senken läßt. Diese Wechselwirkung ist aufgrund der besseren Energieübertragung zwischen Protonen und Ionen (Gleichung (5.8) und (5.13)) effektiver. Wendet man die gleiche Prozedur wie oben auf ein Ionen-Protonen Plasma an, so lauten Gleichungen (5.28) und (5.29) mit (5.13)

$$\frac{dT_p}{dt} = -\gamma N_i \frac{T_p - T_i}{(T_p + A_i^{-1} T_i)^{\frac{3}{2}}} + \frac{2H_p}{3N_p k} \quad (5.33)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = \gamma N_p \frac{T_p - T_i}{(T_p + A_i^{-1} T_i)^{\frac{3}{2}}} + \frac{2H_i}{3N_i k} \quad (5.34)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \gamma &= \frac{Z_i^2 e^4 \ln \Lambda}{3\pi \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2 A_i \sqrt{m_p} k^{\frac{3}{2}}} \\ &= 1.7 \cdot 10^{-7} \frac{Z_i^2 \ln \Lambda}{A_i} . \end{aligned}$$

An den Zahlenwerten von γ erkennt man, daß der Energieübertrag bei Ionen-Protonen Stößen fast zwei Größenordnungen größer ist als bei Ionen-Elektronen Stößen. Bildet man analog zu oben die Differenz und setzt Stationarität der Temperaturdifferenz voraus, so erhält man

$$T_p - T_i = \frac{2(N_i H_p - N_p H_i)}{3\gamma N_i N_e (N_i + N_e) k} (T_p + A_i^{-1} T_i)^{\frac{3}{2}} . \quad (5.35)$$

Verwendet man $T_i = 10^6 \text{ K}$ und $H_p = H_i = 10^{-6} \text{ J m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ und die sonstigen Parameter wie oben, so erhält man durch grafische Lösung von (5.35) eine Protonentemperatur von der Größenordnung 750 000 K. Die Elektronen sind mit den hier gemachten Voraussetzungen nur geringfügig kühler als die Protonen (Größenordnung 1 000 – 10 000 K), was man leicht aus (5.31) erhält.

Es muß betont werden, daß dies nur eine Abschätzung der Größenordnungen sein kann und keine streng gültigen Temperaturangaben sind. Sie liefert eine am Ende viel höhere Elektronentemperatur als zu Beginn angenommen wurde. Dies ist auf

die Voraussetzung zurückzuführen, daß die Temperaturdifferenz zwischen zwei Spezies stationär sein soll, d.h. die Temperaturen sich im Laufe der Zeit nicht annähern können, sondern einen konstanten Wert beibehalten. Dies ist zwar eine weniger strenge Voraussetzung, als zu fordern, daß die Temperaturen beider Spezies einzeln stationär sein sollen, entspricht aber trotzdem nicht vollständig der Realität. Sie ist aber trotzdem zu einem gewissen Maße gerechtfertigt, da die Heizterme in den Gleichungen (5.29), (5.33) und (5.34) größer als die entsprechenden Stoßterme sind und die Ionen trotz der relativ kurzen Ausgleichszeiten auf eine hohe Temperatur gehalten werden können. Somit läßt sich folgendes Szenarium konstruieren: Die Ionen werden effektiv durch die Ionen–Zyklotron Resonanz auf einige Millionen K geheizt, was aber wenig Auswirkung auf die Temperatur der Elektronen hat, da die Dichte der Ionen zu gering ist, um diese signifikant aufzuheizen. Daraus resultiert eine starke Temperaturdifferenz zwischen Ionen und Elektronen, wie es auch in Abbildung 5.15 beobachtet ist. Auch gegenüber den Protonen haben die Ionen eine sehr geringe Dichte, aber sie können durch Stöße effektiv Energie austauschen, so daß die Protonen, die ebenfalls durch die Ionen–Zyklotron Resonanz geheizt werden, eine Temperatur von einigen 100 000 K erhalten. Die Protonen sind mit den Elektronen aufgrund der hohen Dichten nahezu im Gleichgewicht, so daß auch die Elektronen eine Temperatur von einigen 100 000 K erhalten. Das gesamte Szenarium ist in Abbildung 5.18 schematisch dargestellt.

Das Szenarium kann die Beobachtungsergebnisse hinreichend gut erklären und deutet darauf hin, daß die Heizung der Ionen durch Zyklotron Resonanz tatsächlich in EUV Spikulae stattfinden kann. Interessant ist nun die Frage, ob die resonante Ionen–Zyklotron Heizung auch dafür verantwortlich ist, daß $H\alpha$ Spikulae zu EUV Spikulae evolvieren können. Ausgehend von Gleichungen (5.28) und (5.29) wird angenommen, daß die Ionen stationär auf einer konstanten Temperatur von der Größenordnung einiger 10^6 K gehalten werden. Dies ist gerechtfertigt, da der Heizmechanismus auf viel kürzeren Zeitskalen stattfindet (reziproke Gyrofrequenz $\approx 10^{-4}$ s), als Stöße diese Energie übertragen können (≈ 0.1 s s.o.). Dies drückt nochmal aus, daß die Ionen–Zyklotron Resonanz ein sehr effektiver Heizmechanismus ist [Marsch, 1991]. Werden die Ionen nicht mehr geheizt, so werden sich Ionen- und Elektronentemperatur relativ schnell angleichen. Ist die Dichte der Ionen klein gegenüber der Elektronendichte, so werden dabei die Ionen eher gekühlt, als daß die Elektronen eine Temperaturerhöhung erfahren. Dies wird mathematisch durch die Dichten in den Stoßtermen von Gleichung (5.28) und (5.29) erfaßt. Werden die Ionen aber konstant auf eine höhere Temperatur gehalten, so werden sich die Elektronen im Laufe der Zeit dieser angleichen. Die Frage ist nun, wie lange diese Zeit im Vergleich zur Lebensdauer von Spikulae ist.

Stationarität der Ionentemperatur bedeutet, daß die Ionen den gleichen Betrag an Energie durch Heizung erhalten wie sie durch Stöße abgeben. Gleichung (5.29) wird zu

$$-\gamma N_e \frac{T_e - T_i}{T_e^{\frac{3}{2}}} = \frac{2H_i}{3N_i k} . \quad (5.36)$$

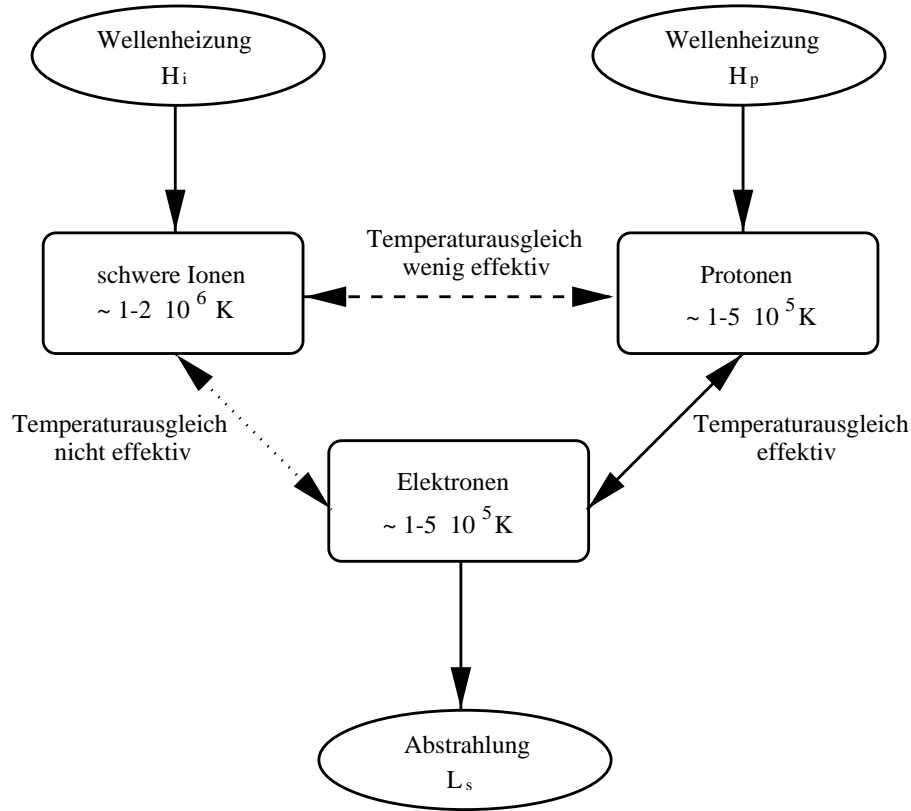


Abbildung 5.18: Szenarium zur Heizung durch Ionen-Zyklotron Resonanz.

Dies kann in (5.28) eliminiert werden

$$\begin{aligned}
 \frac{dT_e}{dt} &= \frac{2H_i}{3N_e k} - \frac{2 \cdot 0.8 N_e Q_s(T_e)}{3k} \\
 &= \frac{2}{3N_e k} \left(H_i - 0.8 N_e^2 Q_s(T_e) \right) .
 \end{aligned} \tag{5.37}$$

Das bedeutet, die zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur wird durch die Balance zwischen Heizung der Ionen und Kühlung der Elektronen bestimmt. Die Lösung von (5.37) ist von der Form der Strahlungsverlustfunktion $Q_s(T_e)$ abhängig. Nach Gleichung (5.15) ist $Q_s(T_e)$ für Elektronentemperaturen von 20 000 K – 40 000 K und 80 000 K – 250 000 K konstant. Dann ergibt sich aus (5.37) eine lineare Zunahme der Temperatur mit der Zeit. Für den Temperaturbereich von 40 000 K – 80 000 K ist $Q_s(T_e)$ proportional zu T_e^2 mit der Proportionalitätskonstanten $\chi = 10^{-44}$. Trennung der Veränderlichen und Integration von (5.37) liefert mit der Anfangsbedingung $T_e(t = 0) = 40\,000$ K die Lösung

$$T_e(t) = 40\,000 \text{ K} + \sqrt{\frac{H_i}{0.8 N_e^2 \chi}} \frac{\exp\left(\frac{4\sqrt{0.8 H_i \chi}}{3k} t\right) - 1}{\exp\left(\frac{4\sqrt{0.8 H_i \chi}}{3k} t\right) + 1} . \tag{5.38}$$

Für große t sind die Exponentialfunktionen viel größer als eins und T_e strebt gegen

eine konstante Temperatur

$$T_e(t) \longrightarrow T_e^{\text{Grenz}} = 40\,000\text{ K} + \sqrt{\frac{H_i}{0.8N_e^2\chi}}. \quad (5.39)$$

Diese Grenztemperatur wird aus dem Verhältnis von Ionenheizung und Strahlungskühlung bestimmt. In welcher Zeit T_e^{Grenz} erreicht wird, hängt von dem reziproken Faktor in der Exponentialfunktion ab. Der liegt mit den typischen Parametern hier zwischen 5 und 60 s, was kleiner als die Lebenszeit von Spikulae ist.

Abbildung 5.19 skizziert einen möglichen Verlauf der Temperatur nach den zusammengesetzten Lösungen für den Fall von $N_e = 10^9\text{ cm}^{-3}$ und $H_i = 10^{-4}\text{ J m}^{-3}\text{s}^{-1}$. Die Elektronen heizen sich innerhalb von 5 s linear von 20 000 K auf 40 000 K auf. Danach strebt die Temperatur nach Gleichung (5.38) mit typischen Zeiten von ca. 60 s gegen die Grenztemperatur T_e^{Grenz} von 150 000 K (gestrichelt in (5.19)). Ab 80 000 K gilt wieder der lineare Temperaturanstieg, der die Elektronen ab 15 s innerhalb von 1 min auf fast 200 000 K aufheizt. Dieser Anstieg ist flacher als der von 20 000 K bis 40 000 K, da die Strahlungsverluste in diesem Temperaturbereich maximal sind (Abbildung 5.17).

Abbildung 5.19 gibt die zeitliche Entwicklung nur für die gewählten Parameter H_i und N_e wieder. Bei Wahl anderer Parameter folgt ein davon verschiedener Verlauf und man kann in Abbildung 5.20 verschiedene Szenarien durchspielen. Man beachte, daß dort in den einzelnen Teilbildern verschiedene Größen aufgetragen sind. In den Abbildungen oben und unten sind die jeweiligen linearen Temperaturgradienten nach Gleichung (5.37) gegen die Elektronendichte für vier verschiedene Werte von H_i aufgetragen. Letztere betragen jeweils 10^{-5} ($-\cdots-$), $5 \cdot 10^{-5}$ ($-\cdot-$), 10^{-4} ($- - -$) und $5 \cdot 10^{-4}$ (\cdots) $\text{J m}^{-3}\text{s}^{-1}$, liegen also in dem in Abschnitt 5.6.3 abgeschätzten Intervall für realistische H_i . In der mittleren Abbildung ist die Grenztemperatur T_e^{Grenz} gegen die Elektronendichte für die gleichen H_i aufgetragen. Die Elektronendichte variiert von typischen Werten der polaren Korona (10^8 cm^{-3}), über die für EUV Spikulae in dieser Arbeit gemessenen Dichten (10^9 cm^{-3}) bis hin zu typischen Dichten von H α Spikulae (10^{10} cm^{-3}). Das Szenarium aus Abbildung 5.19 läßt sich dort leicht nachvollziehen. Nimmt man in der oberen Abbildung die gestrichelte Linie ($H_i = 10^{-4}\text{ J m}^{-3}\text{s}^{-1}$) bei $N_e = 10^{-9}\text{ cm}^{-3}$, so erhält man eine ungefähre Heizrate von 4000 K/s, d.h. die Elektronen heizen sich in ca. 5 s von 20 000 K auf 40 000 K auf. Die Grenztemperatur im mittleren Teil liegt oberhalb von 80 000 K, so daß der Gültigkeitsbereich des oberen Temperaturbereichs erreicht wird und dort eine Heizrate von 2000 K/s abgelesen werden kann, d.h. die Elektronen erreichen innerhalb von 60 s eine Temperatur von 200 000 K, wie in Abbildung 5.19 dargestellt. Abbildung 5.20 zeigt, daß es einen breiten Parameterbereich gibt, in dem Spikulae in ihrer Lebenszeit auf mehrere 100 000 K aufgeheizt werden können. Allerdings finden sich auch Parameterbereiche, in dem die Elektronen nicht geheizt werden. Dazu gelten alle Bereiche mit negativem Gradienten im oberen Bild. Die Grenztemperatur im mittleren Bild stellt sich als kein kritischer Parameter dar, da immer wenn oben ein positiver Gradient vorliegt, auch die Grenztemperatur erreicht oder überschritten

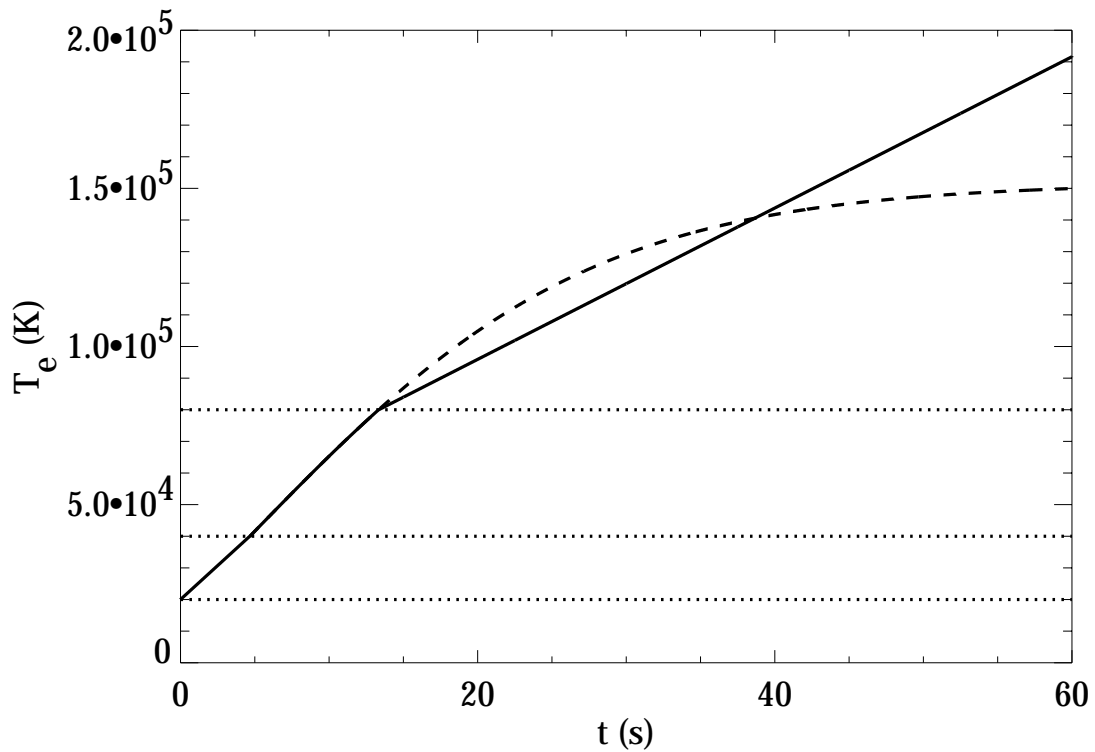


Abbildung 5.19: Entwicklung der Elektronentemperatur mit der Zeit für den Fall von $N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ und $H_i = 10^{-4} \text{ J m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (durchgezogen). Gestrichelt ist der hypothetische Verlauf bis zur Grenztemperatur nach (5.38) eingetragen. Diese liegt bei den hier gewählten Parametern oberhalb 80 000 K, so daß vorher der lineare Anstieg einsetzt.

wird.

Die Konstanz der Dichte ist eine vereinfachende Annahme des Modells, da diese mit der Temperatur abnimmt. So müßte man in Abbildung 5.20 eher schräg nach unten gehen, um einen realistischen Verlauf konstruieren zu wollen. Ebenso wird der Höhengewinn des Plasmas mit der Zeit nicht berücksichtigt, in dem sich das Energiespektrum $P(f, r)$ und der Gradient der Gyrofrequenzen ändern und die Heizrate daher mit der Zeit abnimmt. Somit ist es wahrscheinlich, daß die Elektronen nicht beliebig weiter aufgeheizt werden, sondern bei einigen 100 000 K mit den Strahlungsverlusten im Gleichgewicht sind. Darüberhinaus wurde angenommen, daß die Ionentemperatur konstant ist, sie sich aber in Wirklichkeit im Laufe der Zeit auch abkühlen kann.

Es konnte gezeigt werden, daß die Elektronentemperatur von Spikulae durch die Ionen-Zyklotron Resonanz durchaus von 20 000 K auf einige 100 000 K aufgeheizt werden kann. Damit ist aber noch nicht die vollständige Umwandlung von $H\alpha$ in

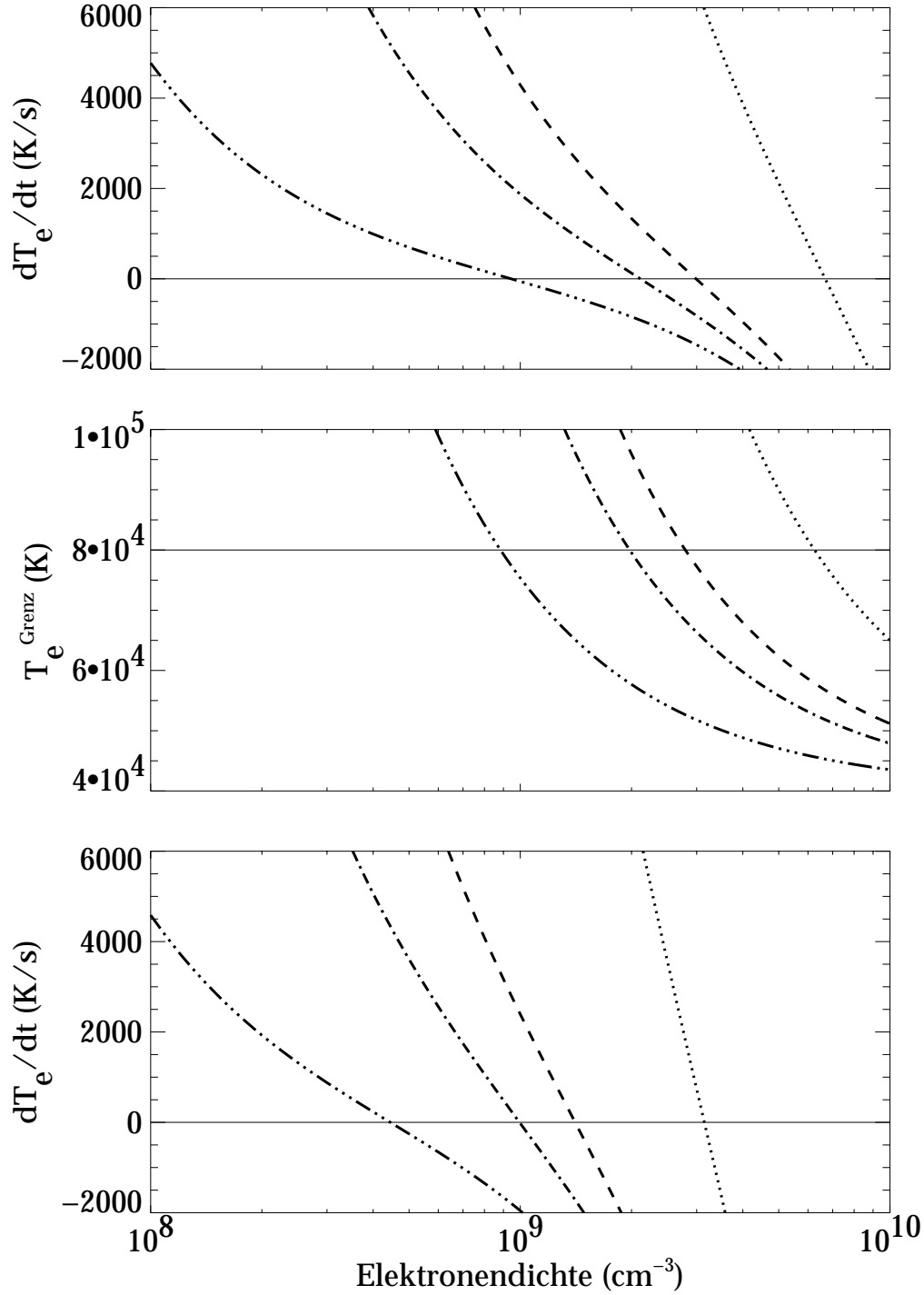


Abbildung 5.20: Oben und unten: Temperaturgradient nach Gleichung (5.37) für den Bereich $20\,000\,\text{K} < T_e < 40\,000\,\text{K}$ (oben) und $80\,000\,\text{K} < T_e < 250\,000\,\text{K}$ (unten) gegen die Elektronendichte. Mitte: Die Grenztemperatur T_e^{Grenz} , die für den Bereich von $40\,000\,\text{K} < T_e < 80\,000\,\text{K}$ nach einigen 10 s erreicht wird (Gleichung (5.38) und (5.39)) gegen die Elektronendichte. Die verschiedenen Linien repräsentieren unterschiedliche Heizraten H_i : 10^{-5} (— · · —), $5 \cdot 10^{-5}$ (— · —), 10^{-4} (— — —) und $5 \cdot 10^{-4}$ (····) $\text{J m}^{-3} \text{s}^{-1}$.

EUV Spikulae beschrieben, da letztere nur eine Temperatur von 10 000 K – 15 000 K (oder 5 000 K – 8 000 K) besitzen. Bei so niedrigen Temperaturen spielen auch die Neutralgasteilchen eine signifikante Rolle. Damit müßte das Modell mit einer weiteren Teilchenspezies erweitert werden. Außerdem können in diesem Temperaturbereich die Strahlungsverluste nicht mehr durch die optisch dünne Näherung (3.9) beschrieben werden, sondern die kompletten Strahlungstransportgleichungen müssen gelöst werden, die von der Atmosphärenstruktur abhängig sind. Dies ist für das hier entworfene Modell zu aufwendig. Qualitativ läßt sich sagen, daß die Strahlungskühlung im optisch dichten Fall weitaus weniger effektiv ist als im hier angenommenen optisch dünnen Fall, so daß die Überbrückung von 5 000 – 10 000 K bis 20 000 K durch die Zyklotron Heizung kein Problem sein sollte und dieser Mechanismus damit durchaus den Übergang von $H\alpha$ zu EUV Spikulae beschreiben kann.

Um die Gültigkeit der hier gemachten Untersuchungen zu verifizieren, müßte ein erweitertes Modell konstruiert werden. Dieses sollte weitere Energiequellen und -senken der Ionen und Elektronen und vor allem räumliche Variationen wie adiabatische Expansion und Wärmeleitung berücksichtigen. Im Prinzip müssen die Gleichungen (3.3) bis (3.5) für jede Plasmakomponente unter Berücksichtigung der Stöße aufgestellt und die Energiegleichung der Ionen mit der Zyklotron Heizung erweitert werden. Dieser Satz an partiellen Differentialgleichungen könnte dann numerisch gelöst werden. Dies ist außerhalb des Rahmens dieser Arbeit und kann nur als Ausblick gegeben werden.

Tu and Marsch [1997] entwickeln ein ähnliches numerisches Modell mit einem Zwei-Komponenten Plasma aus Elektronen und Protonen zur Untersuchung der Heizung der polaren Korona und der Beschleunigung des schnellen Sonnenwinds. Marsch and Tu [1998] wenden dieses Modell auf das chromosphärische Netzwerk an, indem sie dessen trichterförmige Magnetfeldstruktur berücksichtigen. Sie finden, daß Alfvén Wellen mit realistischen Amplituden mit ihren Druckgradienten das Plasma auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigen können und daß die Protonen durch resonante Ionen-Zyklotron Heizung von 50 000 K bei 3 000 km auf 500 000 K bei 13 000 km Höhe aufgeheizt werden. Die Elektronen erreichen dahingegen nur 200 000 K. Dies unterstützt die Ergebnisse, die mit dem einfachen Modell hier für Spikulae gewonnen wurden.

Das hier entwickelte Modell der Heizung der Ionen durch Ionen-Zyklotron Resonanz kann keine exakte Zahlenwerte liefern und beruht teilweise nur auf Abschätzungen der Größenordnung. Aber trotzdem kann es die gemachten Beobachtungsergebnisse im realistischen Rahmen verifizieren und hat dabei relativ breite Variationsmöglichkeiten im Parameterraum. Darüberhinaus kann es eine natürliche Erklärung für die Evolvierung von $H\alpha$ zu EUV Spikulae liefern. Für eine exaktere Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen wäre eine numerische Lösung mit z.B. dem Runge-Kutta Verfahren angezeigt. Da aber die meisten Parameter in den Gleichungen nur vage bekannt sind, wird dies in dieser Arbeit nur als Ausblick gegeben. Weitere in situ Messungen sind erforderlich, um den Parameterbereich enger einzugrenzen.

6 Allgemeine Diskussion

Der Überblick über Beobachtungen und Modelle von Spikulae in Kapitel 3 hat deutlich gemacht, daß diese bei weitem noch nicht vollständig verstanden sind. Spikulae sind eine Herausforderung für Beobachter, da sie auf relativ kleinen räumlichen und zeitlichen Skalen vorkommen, die an die Auflösungsgrenzen moderner Beobachtungsinstrumente reichen. Dies macht es außerordentlich schwierig, eine hinreichend genaue Phänomenologie zu betreiben. So sind verschiedene Eigenschaften von Spikulae nur sehr schlecht oder nur in weiten Grenzen bekannt. Dies macht es zugleich problematisch, ein physikalisches Modell für Spikulae zu entwerfen. Zwei Modelle erweisen sich als am weitesten entwickelt, unter Berücksichtigung aller relevanten physikalischen Prozesse, spikulare Phänomene modellieren zu können (Abschnitt 3.2). Dies ist zum einem das rebound shock Modell [Hollweg, 1982; Sterling and Hollweg, 1988; Sterling and Mariska, 1990; Cheng, 1992a,b,c] und zum anderen das Alfvén Wellen Dämpfungs Modell [Haerendel, 1992; DePontieu, 1996]. Es soll unter anderem evaluiert werden, was für Voraussetzungen die hier erbrachten Ergebnisse an Spikulae-Modelle stellen und welches der beiden genannten sich am besten damit verträgt.

Eine offene Frage ist nach wie vor, wie EUV Spikulae mit $H\alpha$ Spikulae zusammenhängen und welchen Einfluß diese auf die Übergangszone und Korona haben. Insbesondere ist interessant, welche Rolle Spikulae in der Massenbilanz spielen und inwieweit sie mit der systematischen mittleren Rotverschiebung, wie sie in Linien der Übergangszone beobachtet wird, zusammenhängen. Für eine direkte Korrelationsuntersuchung zwischen $H\alpha$ und EUV Spikulae ist im Rahmen dieser Arbeit ein koordiniertes Beobachtungsprogramm entwickelt worden. Dieses sollte Spikulae am polaren Limb gleichzeitig von bodengestützten Observatorien (Izaña, Teneriffa) in den Linien $H\alpha$ 6563 Å, $H\beta$ 4861 Å, $CaII$ 8542 Å und He 10830 Å und mit SUMER im spektralen Bereich aus Abschnitt 5.2 beobachten. Leider ist zwei Tage vor Beobachtungsbeginn die Telemetrie zu SOHO abgebrochen und konnte bis zum Abschluß dieser Arbeit nicht vollständig wiederhergestellt werden. Auf eine derartige Untersuchung muß daher hier verzichtet werden.

Aus diesem Grund muß in den Daten aus der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Beobachtungssequenz nach indirekten Hinweisen einer Verbindung zwischen $H\alpha$ und EUV Spikulae gesucht werden. Die gemittelten EUV Emissionen oberhalb des Limbs fallen langsamer ab, als dies nach einer plan-parallelen Atmosphärenschichtung zu erwarten ist. Es ist bekannt, daß die überschüssige Emission von EUV Spikulae stammt. Die Skalenhöhen der Emissionsgradienten liegen dabei in der Größenordnung der Skalenhöhen der Abnahme der Anzahl von Spikulae mit der Höhe (Abschnitt 5.4.1). Erstere fallen mit der Linienformationstemperatur ab. Eine lineare Extrapolation auf eine typische Temperatur von $H\alpha$ Spikulae von 10 000 K liefert innerhalb des Fehlerbalkens die Skalenhöhe der $H\alpha$ Spikulae aus Gleichung (3.1). Damit hat man einen deutlichen Hinweis darauf, daß $H\alpha$ und EUV Spikulae unmittelbar zusam-

menhängen, ohne eine direkte Korrelation erbracht zu haben.

Ein weiteres Indiz liefert die Variation der Linienflüsse in räumlicher Richtung aus Abschnitt 5.3.1. Vor allem in den NII und NIII Linien sind deutlich häufig vorkommende spikulare Strukturen zu erkennen, die grob in Größe (Durchmesser und Höhe) und Lebenszeit mit H α Spikulae übereinstimmen. Auch die Dichte- und Temperatur-Profile in den beobachteten Spikulae verlaufen analog zu H α Spikulae relativ flach (Abschnitt 5.4.2), im Gegensatz zu der spikularen Umgebung, wo drastische Gradienten von Dichte und Temperatur vorliegen.

Betrachtet man Flüsse von Linien höherer Formationstemperaturen, so erkennt man in den Linien der Übergangszone (NIV, OIV, SV, OV) ebenfalls spikulare Strukturen, die aber typische horizontale Ausdehnungen von 10–20'' und vertikale Ausdehnungen von bis zu 20'' (projizierter Höhe) aufweisen. Zwei Dinge sprechen dagegen, daß es sich dabei um Makrospikulae (Abschnitt 3.3) handeln könnte: erstens kommen die beobachteten Spikulae häufig innerhalb einzelner Spaltbilder vor (Makrospikulae sind dagegen Einzelereignisse) und zweitens haben alle beobachteten Strukturen eine typische Lebensdauer von 9–12 min, während Makrospikulae für längere Lebensdauer bekannt sind (8–45 min). Interessant an den breiten Spikulae ist, daß sie räumlich mit den schmalen Spikulae, bzw. mit Bündeln von Spikulae korrelieren. Dies zeigt, daß die unmittelbar miteinander zusammenhängen. Der hohe Intensitätskontrast der Spikulae zur Vor- und Hintergrundstrahlung der Übergangszone weist darauf hin, daß die Dichte dort lokal erhöht ist und das spikulare Plasma damit selbst aufgeheizt wird. Die Abnahme der Elektronendichte in den Spikulae mit der Temperatur zeigt, daß die heißeren Strukturen von den kälteren gefüttert werden. Die nahezu identische horizontale und vertikale Ausdehnung zeigt, daß das Plasma nicht mehr so stark wie in H α Spikulae kollimiert ist, sondern daß die Strukturen eher zu einer Art Plasmawolke tendieren, was auch Ausdruck der lokalen Magnetfeldtopologie ist. All diese Indizien deuten auf eine Art Verdampfungsprozeß des spikularen Plasma hin, d.h. das Plasma wird aufgeheizt und dehnt sich zugleich in größere Volumina aus, bildet also keine schmalen, langen Strukturen mehr. Durch diese thermische Desintegration wird teilweise Plasma der Übergangszone und Korona ersetzt.

Das spikulare Plasma heizt sich nur bis zu einer gewissen Grenztemperatur auf, die hier zwischen 240 000 und 630 000 K abgeschätzt werden kann. Bei höheren Temperaturen sind keine Spikulae mehr sichtbar. Dies schließt zugleich aus, daß die beobachteten Strukturen polare Plumes sein könnten. Polare Plumes sind heiße Teilchenstrahlen entlang der offenen Magnetfeldlinien, die typischerweise über mehrere Stunden existieren. Der Bereich der Grenztemperatur korreliert mit der Temperatur, ab der die mittlere systematische Rotverschiebung nicht mehr beobachtet wird. Die Rotverschiebung deutet auf einen globalen, abwärts gerichteten Massenfluß hin, der keine fokussierte Strukturen, wie die aufwärts treibenden Spikulae aufweist. Der beobachtete Verdampfungsprozeß ist daher eine Evidenz für die Verknüpfung des aufwärts gerichteten Massenflusses durch Spikulae und des globale Abflusses von Übergangszonenmaterial, wie es auch schon zuvor theoretisch aufgrund der Massen-

bilanz vorgeschlagen wurde (Abschnitt 3.3).

Die Verdampfung von Spikulae in ausgedehnte Plasmawolken hat Konsequenzen auf das gesamte Bild der Übergangszone. Nimmt man bei der Vielzahl von Spikulae an, die Gesamtheit aller Plasmawolken bildet eine durchgehende Schicht, so besitzt die Übergangszone, gemessen als Ausdehnung des Materials mit einigen 100 000 K, eine viel größere Schichtdicke als sie bis jetzt immer beschrieben wurde. Die Skalenhöhe der Plasmawolken ist hier von der Größenordnung $10''$. Nimmt man an diese skaliert mit R_{\odot}/g_{\odot} , so läßt sich ein stellarer Vergleich ziehen. Für den G9 II Stern HR 6902 mit einer etwa 100 mal geringeren Beschleunigung als auf der Sonne würde dies bedeuten, daß deren Schichtdicke eine Skalenhöhe in der Größenordnung von einem Sternradius haben müßte. Dies ist exakt die Ausdehnung, die Reimers et al. [1990] im Fall von HR 6902 für die Ausdehnung von Material der Temperatur um die 100 000 K beobachten. Diese solar-stellare Verbindung eröffnet für die Übergangszone völlig neue interessante Interpretationsmöglichkeiten. Da diese in der Form aber noch spekulativ sind, sollen sie in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt werden.

Die Frage ist nun, welcher Mechanismus dafür in Frage kommt, daß Spikulae auf einige 100 000 K aufgeheizt werden. Wärmeleitung, Heizung durch Wellen, ohmsche Dissipation durch elektrische Ströme oder aber auch Wechselwirkung mit hochenergetischer Strahlung aus der Korona sind bekannte Mechanismen, die eine Rolle spielen können. Dabei ist zu berücksichtigen, daß gleichzeitig die Abstrahlung ein effektiver Kühlmechanismus ist, so daß eine Bilanzgleichung zwischen den einzelnen Prozessen betrachtet werden muß.

Der Wärmeleitungstensor läßt sich bei Anwesenheit eines Magnetfeldes in einen parallelen und senkrechten Anteil aufspalten. Der parallele Anteil κ_{\parallel} wird dabei von den Elektronen getragen, während der senkrechte Anteil κ_{\perp} durch die Gyration und Stöße der Ionen zustande kommt. Nach Priest [1984] ist

$$\frac{\kappa_{\parallel}}{\kappa_{\perp}} = 2 \cdot 10^{-31} \frac{N^2}{T^3 B^2} . \quad (6.1)$$

Für typische $H\alpha$ Spikulae ist $N = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $B = 100 \text{ G}$ und $T = 10\,000 \text{ K}$, so daß κ_{\parallel} um 5 Größenordnungen größer als κ_{\perp} ist. Für EUV Spikulae wird der Unterschied noch größer. Das bedeutet, daß Wärme ausschließlich entlang der Magnetfeldlinien transportiert wird und daß Spikulae zu ihrer Umgebung sehr gut thermisch isoliert sind. Dies spricht für das Vorliegen eines inneren Heizmechanismus in Spikulae. Nach Priest [1984] ist κ_{\parallel} proportional zu $T^{5/2}$, so daß Wärmeleitung erst bei höheren Temperaturen interessant wird und wahrscheinlich nicht signifikant zur initialen Aufheizung von Spikulae beiträgt.

Hochenergetische koronale Strahlung spielt beim Heizprozeß wahrscheinlich eine untergeordnete Rolle, da sie zu hohe Frequenzen hat, um direkt mit den Teilchen wechselwirken zu können. Allerdings kann sie in eine indirekte Wechselwirkung mit den Teilchen treten, indem sie Ionen in höhere Stufen ionisiert und so hochenergetische Elektronen erzeugt. Eine quantitative Abschätzung für den Fall der Sonnenatmo-

sphäre ist nicht bekannt.

Da Wellen in vielen Modellen als Treiber von Spikulae gelten (Abschnitt 3.2), können sie auch gleichzeitig für die Heizung verantwortlich sein. Für die Umwandlung von Wellenenergie in thermische Energie gibt es verschiedene Möglichkeiten. Eine davon ist die Dissipation von akustischen bzw. magnetoakustischen Wellen, die durch die Granulationsbewegungen in der Photosphäre erzeugt werden. Diese steilen sich auf und entwickeln sich zu einer Stoßwelle, die leicht Wellenenergie dissipieren kann. In der Atmosphäre nimmt die Dichte mit dem radialen Abstand sehr schnell ab und es entwickeln sich schon nach wenigen hundert Kilometern Stoßwellen. In Spikulae können sie aber aufgrund der flachen Dichteprofile durchaus in höheren Höhen vorkommen (Abbildung 3.3) und somit auch zur Heizung beitragen. Allerdings werden magneotakustische Wellen (insbesondere die Fast-Mode) signifikant durch ohmsche und viskose Dissipation geschwächt, so daß sie keine großen Höhen erreichen. Dies ist für Alfvén Wellen nicht der Fall. Bei der Anwesenheit von starken Magnetfeldern, wie an den Rändern der supergranularen Zellen, wo Spikulae ausschließlich vorkommen, werden Alfvén Wellen so gut wie gar nicht gedämpft. Sie müssen ihre Energie durch indirekte Prozesse thermalisieren. So ist z.B. bei einem inhomogenen Medien die Konvertierung von Alfvén Wellen in Fast- oder Slow-Moden durch Nichtlinearitäten ein solcher Prozeß, da letztere ihre Energie leicht dissipieren können.

Alle hydrodynamischen und magnetohydrodynamischen Modelle von Spikulae haben verschiedene Heizmechanismen dieser Art berücksichtigt (Abschnitt 3.2), aber keines erreicht damit Temperaturen von mehr als 15 000 K [Sterling, pers. Kommunikation], geschweige denn einige 100 000 K, um EUV zu emittieren. Ein Grund für die mangelnde Heizleistung ist, daß mit Strahlungsverlusten ein sehr effektiver Kühlmechanismus der Atmosphäre existiert. Die Strahlungsverlustkurve zeigt allerdings (Abbildung 5.17), daß die Abstrahlung weniger effektiv wird, wenn Spikulae ersteinmal auf Temperaturen oberhalb des Lyman Peaks bei 20 000 K aufgeheizt werden, und daß dann die Aufheizung bis zu 100 000 K einfacher ist. Die Existenz der beobachteten Grenztemperatur für Spikulae kann dann unmittelbar mit dem plateau-artigen Maximum in der Strahlungsverlustkurve zusammenhängen, welches es nicht erlaubt, das spikulare Plasma darüber hinaus aufzuheizen. Ohne Berücksichtigung von Strahlungsverlusten benutzen Sterling and Hollweg [1984] resonante Absorption von Alfvén Wellen im spikularen Hohlraum und erreichen damit sogar koronale Temperaturen (Abschnitt 3.3). Dieser Prozeß wäre somit ein möglicher Mechanismus.

Abschnitt 5.5 zeigt deutlich, daß die Temperaturen der Ionen in Spikulae von einigen Millionen K noch weitaus höher liegen als die der Elektronen mit einigen 100 000 K. Darüberhinaus haben unterschiedliche Ionenspezies unterschiedliche Temperaturen, so daß die Ionen nicht nur mit den Elektronen, sondern auch untereinander nicht im thermischen Gleichgewicht sind. Eine derartige Situation kann nur durch eine selektive Heizung erreicht werden. Alle bis hierher in diesem Kapitel diskutierten Heizmechanismen erfüllen diese Anforderungen nicht und kommen daher zur Er-

klärung der Beobachtung nicht in Frage. Ein selektiver und zugleich sehr effektiver Heizmechanismus ist die Ionen–Zyklotron Resonanz. Zum einen heizt sie ausschließlich die Ionen und zum anderen operiert sie auf Zeitskalen der reziproken Ionen–Gyrofrequenzen, die in Spikulae einige kHz bis MHz betragen. Eine typische Signatur der Ionen–Zyklotron Resonanz ist die konstante thermische Geschwindigkeit aller Ionen [Marsch, 1991]. Im Rahmen der hier gemachten Beobachtungen konnte dies verifiziert werden und stellt einen deutlichen Hinweis für das Vorliegen von Zyklotron Heizung dar.

Das in Abschnitt 5.6.4 entwickelte Mehr–Komponenten Modell zur Zyklotron Heizung in Spikulae erklärt nicht nur die beobachtete Temperaturdiskrepanz zwischen Ionen und Elektronen, es erklärt auch die Aufheizung der Elektronen durch Stoßübertragung von 20 000 bis zu einigen 100 000 K. Damit stellt dieses Modell den gesuchten Mechanismus dar, der H α Spikulae zu EUV Spikulae evolvieren läßt.

In Abschnitt 5.3.2 ist das temperaturempfindliche Linienverhältnis von OIV 779.91 Å und OIV 787.71 Å verwendet worden, um die Elektronentemperatur des Plasmas zu bestimmen. Es stellt sich heraus, daß diese innerhalb der Fehlertoleranz gleich der Formationstemperatur der OIV Linie ist, was darauf hinweist, daß sich das beobachtete Plasma im Ionisationsgleichgewicht befindet. Das ist für eine so dynamische Situation wie in Spikulae verwunderlich. Verantwortlich dafür ist zum einen die thermische Isolation der Spikulae vom starken Temperaturgradienten der Übergangszone (s.o.) und zum anderen ihr relativ flaches Temperaturprofil (Abschnitt 3.1 und 5.4.2). Außerdem impliziert dies, daß ein vorliegender innerer Heizmechanismus hinreichend langsam heizen muß, damit das Ionisationsgleichgewicht der Temperaturänderung folgen kann. Die Ionen–Zyklotron Heizung erfüllt diese Anforderung, denn die Elektronen werden durch die Energieübertragung durch Stöße in der Tat nur relativ langsam geheizt (Abbildung 5.19). Das Modell liefert eine typische Temperaturänderung von 2000 K/s (Abbildung 5.20). Nach Abschnitt 2.2 liegen typische Ionisationszeiten bei 1–10 s, was einer Energiezunahme in dieser Zeit von 0.2 – 2 eV entspricht. Dies ist zu klein gegenüber typischen Ionisierungsenergien von einigen 10 eV, so daß das Plasma trotz innerer Heizung im Ionisationsgleichgewicht ist.

Nun soll die Fragestellung untersucht werden, inwieweit die in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse sich mit bestehenden Spikulae–Modellen vertragen. Nur das rebound shock und das Alfvén Wellen Dämpfungsmodell werden dabei betrachtet (Abschnitt 3.2).

Rebound shocks bzw. das stufenweise Hochtreiben der Übergangszone sind in Beobachtungen noch niemals verifiziert worden. Das mag daran liegen, daß diese zu schnell gegenüber typischer Belichtungszeiten aufeinanderfolgen. Auch in der hier durchgeführten Beobachtung finden sich keinerlei Hinweise auf mehrere aufeinanderfolgende Stoßwellen. Dahingegen zeigen die Beobachtungen Indizien auf das Vorliegen einer Stoßwelle, die lokal zu einer Temperaturerhöhung führt. Die Hinweise darauf sind allerdings relativ schwach und die Voraussetzung für die sonst häufig verwendete Auswertungsmethode fragwürdig. Weiterhin lassen sich Spikulae mit

Stoßwellen nicht auf einige 100 000 K aufheizen, so daß rebound shocks nur als Treiber von $H\alpha$ Spikulae geeignet sind, nicht aber als Heizmechanismus.

Die Ionen–Zyklotron Heizung läßt sich nicht unmittelbar mit dem rebound shock Modell vereinbaren, da erstere mit hochfrequenten Alfvén Wellen und letztere mit akustischen Gravitationswellen getrieben werden. Man müßte eine Kopplung oder eine gleichzeitige Anregung beider Moden postulieren, um beide Modelle in Einklang zu bringen. Das Vorliegen einer gleichzeitigen Druck- und Scherstörung bei der Mehrzahl aller Spikulae ist sehr fragwürdig. Realistischer wäre der Fall einer Kopplung zwischen den Moden durch Inhomogenitäten der Plasmaparameter. Die Profile der Dichte in Spikulae sind relativ flach, so daß die Dichte als nahezu homogen bezeichnet werden kann. Anders bei dem Magnetfeld, welches mit zunehmender Höhe rapide abnimmt. Dies kann durchaus auch im hochfrequenten Teil des Spektrums zu einem Kopplungsprozeß zwischen magnetoakustischer und Alfvén Mode führen, welcher Energie von den angeregten magnetoakustischen in die Alfvén Wellen transferriert. In den rebound shock Modellgleichungen kann diese Situation nicht auftreten, da nur das hydrodynamische Problem gelöst (Gleichungen (3.3) bis (3.5)) und das Magnetfeld nur durch den Geometrieeffekt berücksichtigt wird. Daher kann es nur zur Ausbildung von akustischen Wellenmoden kommen. Das Modell müßte zu einem MHD Modell erweitert werden, welches auch magnetoakustische und Alfvén Moden zuläßt, um das Phänomen der Kopplung quantitativ untersuchen zu können. Es läßt sich in seiner hydrodynamischen Form daher nicht unmittelbar mit der hier entwickelten Ionen–Zyklotron Heizung in Spikulae vereinbaren.

Das rebound shock Modell ist in der Form von Cheng [1992a,b,c] am weitesten entwickelt. Cheng [1992c] findet durch numerische Simulationen einen direkten Zusammenhang zwischen dem Aufwärtsschießen der Materie durch aus dem rebound shock generierte Spikulae und dem abwärts gerichteten Fluß, wie er sich aus der mittleren Rotverschiebung der EUV Linien der Übergangszone ergibt (Abschnitt 3.3). Diese Rotverschiebung ist in Cheng's Simulationen nicht das Resultat einer wahren Massenbewegung, sondern sie resultiert aus der Bewegung eines gesamten Temperaturbereiches in der gleichen Flußröhre der Spikula. Das würde bedeuten, daß die Gleichheit des Massenflusses des aufschießenden kalten und des abfließenden heißen Materials Zufall ist. Dabei war es doch gerade diese Tatsache, die zu der Idee führte, daß beide Phänomene unmittelbar miteinander zusammenhängen (Abschnitt 3.3). In Chengs Modell [1991a,b,c] werden die Spikulae somit nicht bis auf einige 100 000 K aufgeheizt und evolvieren nicht zu EUV Spikulae. Das rebound shock Modell betrachtet $H\alpha$ und EUV Spikulae als unterschiedliche Phänomene, bzw. kann keine Verknüpfung zwischen beiden erstellen. Es erklärt damit vor allem nicht das Verschwinden der Spikulae in $H\alpha$ und es ist mit den hier gemachten Interpretationen nicht vollständig konsistent.

Das Alfvén Wellen Dämpfungsmodell läßt sich mit den vorliegenden Interpretationen leichter in Einklang bringen. Allerdings ist mit den EUV Beobachtungen nicht zu entscheiden, ob sie tatsächlich durch die Neutalgaskopplung getrieben werden. Um

Hinweise darauf zu finden, sind $H\alpha$ Beobachtungen notwendig. Aber es ist einfach, dieses Modell mit der Ionen-Zyklotron Heizung zu erweitern, indem ein neuer Parameterraum darin eingeführt wird: der Frequenzraum. Die Konvektionsbewegungen an den Rändern der supergranularen Zellen erzeugen wahrscheinlich ein turbulentes Spektrum für Alfvén Wellen. Dies ist über einen breiten Frequenzbereich ausgedehnt und der niederfrequente Teil ist für das Treiben (0.1–1 Hz nach dem Alfvén Wellen Dämpfungs Modell), während der hochfrequente Teil für die Heizung der Spikulae verantwortlich ist. In dieser Form ist die Ionen-Zyklotron Heizung mit jedem Modell konsistent, welche Alfvén Wellen als Treiber benutzen. Allerdings liefert nach Abschnitt 3.2 nur das Alfvén Wellen Dämpfungsmodell mit den Beobachtungen verträgliche Spikulae. Dies ist eine durch seine Einfachheit schöne Erweiterung des Modells, was mit den in dieser Arbeit erhaltenden Beobachtungs- und Modellergebnissen vollständig konsistent ist.

Diese Art der Interpretation liefert mit den bekannten und den hier durchgeführten Beobachtungen ein vollständiges Szenarium für Spikulae: die Konvektionsbewegungen an den Rändern der supergranularen Zellen erzeugen ein turbulentes alfvénisches Energiespektrum an der Basis des chromosphärischen Netzwerkes [z.B. Dere, 1989; Marsch and Tu, 1997]. Der niederfrequente Teil des Spektrums treibt durch den endlichen Schlupf der Neutralteilchen mit den Ionen chromosphärisches Material jet-artig nach oben [Haerendel, 1992]. Dies liefert nach dem Alfvén Wellen Dämpfungsmodell die bekannten Spikulae wie sie in $H\alpha$ beobachtet werden [De Pontieu, 1996]. Gleichzeitig werden durch den hochfrequenten Teil des Spektrums die Ionen durch resonante Ionen-Zyklotron Heizung in den Spikulae stark auf mehrere Millionen K aufgeheizt. Durch Stoßkopplung folgen auch die Elektronen langsam dieser Temperaturänderung (Abschnitt 5.5 und 5.6). Wird eine Elektronentemperatur von ca. 20 000 K überschritten, so ist der Wasserstoff vollständig ionisiert und die Spikulae verschwinden in $H\alpha$, wie es häufig vor allem bei polaren Spikulae beobachtet wird [z.B. Zirin and Cameron, 1998]. Spikulare Strukturen werden in der EUV Strahlung von Ionen niedriger Ionisationsstufen wie Cl , $SiII$ und NII sichtbar (chromospheric jets [Dere et al., 1983] und Abschnitt 5.3). Durch die weitere Aufheizung und die trichterförmige Geometrie des Magnetfeldes beginnen sich die Spikulae in größere Volumina auszudehnen. Spikulare Strukturen in den Linien der Übergangszone wie NIV und OV erscheinen dann viel breiter als die schmalen langen Spikulae (Abschnitt 5.3.1). Das spikulare Plasma ist nicht mehr kollimiert, sondern bildet eher ausgedehnte Plasmawolken. Die Spikulae „verdampfen“ in die Übergangszone und Korona (Abschnitt 5.3.4). Dieses Plasma wird nur auf eine Grenztemperatur von 250 000 – 630 000 K aufgeheizt. Bei heißeren Linien sind sie nicht mehr sichtbar (Abschnitt 5.3.1). Dafür sind wahrscheinlich Kühlmechanismen wie adiabatische Expansion verantwortlich, die mit der Heizung (die mit der Höhe abnimmt) einen stationären Zustand bilden. Das alfvénische Spektrum kann aber auch zeitlich begrenzt und die Heizung und treibende Kraft beendet sein. Setzt dies ein, so beginnt aufgrund der Gravitation das einige 100 000 K heiße Material zurück in die Chromosphäre zu fließen und erzeugt eine mittlere Rotverschiebung von Linien in diesem

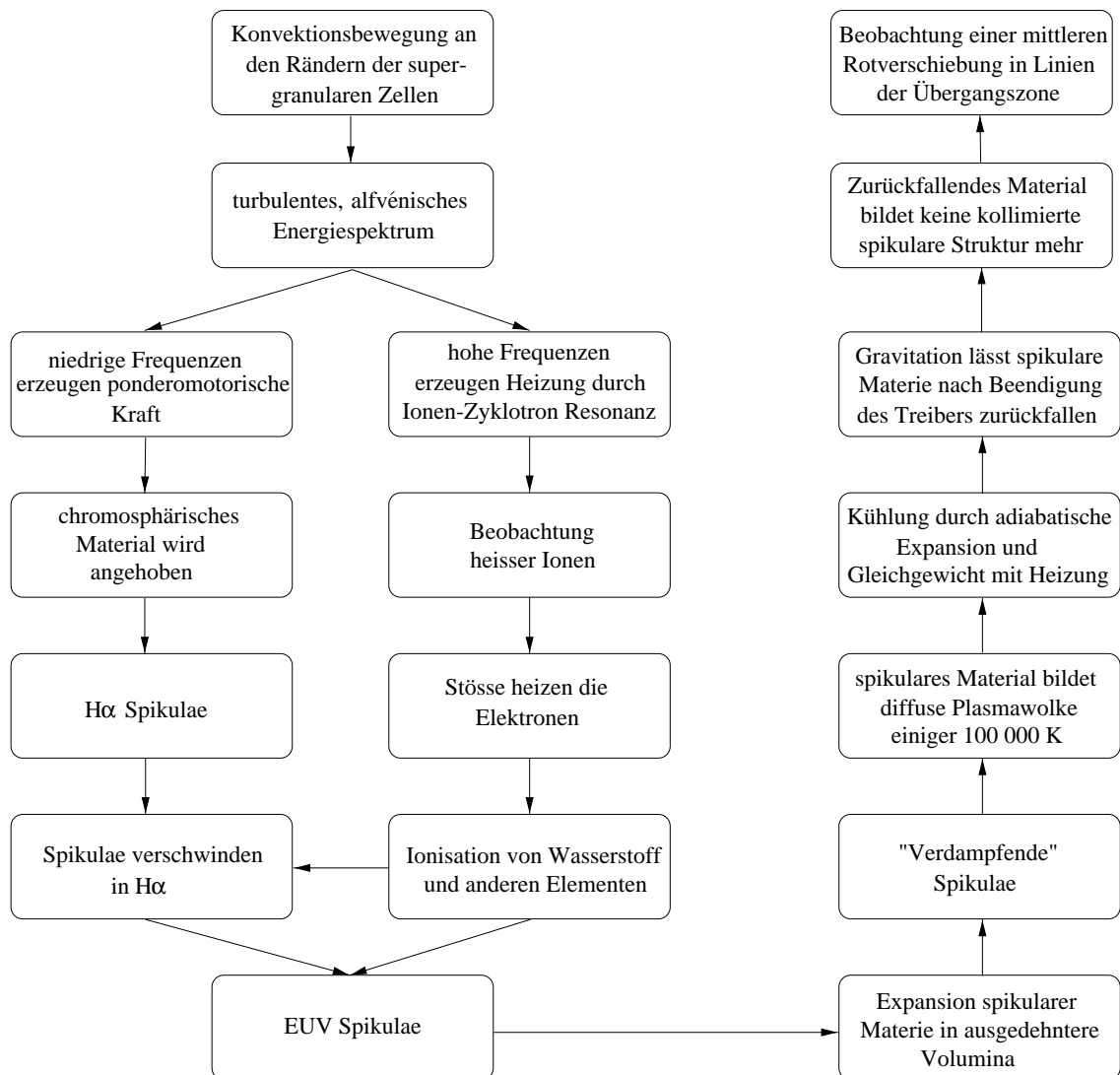


Abbildung 6.1: *Szenarium zur Entwicklung einer Spikula.*

Temperaturbereich [z.B. Brekke et al., 1997; Chae et al., 1998]. Da das spikulare Plasma jetzt nur noch in diffuser Form vorliegt, wird kein fokussiertes Herunterfallen in Form von Spikulae beobachtet. Statt dessen findet ein abwärts gerichteter systematischer mittlerer Fluß über der gesamten Sonnenoberfläche statt, wobei aber die Menge des abfließenden Materials aus Erhaltungsgründen ungefähr dem des aufschießenden in Spikulae entspricht [Pneuman and Kopp, 1977]. Damit schließt sich das Massenzirkulationssystem und das vollständige Szenarium eines spikularen Lebens. Ein schematischen Überblick dazu gibt Abbildung 6.1.

Dieses Szenarium ist durch die Verknüpfung von Beobachtungen, Modellen und den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit erstellt, wobei letztere einen signifikanten Beitrag leisten. Für eine Verifizierung bedarf es allerdings einer kompletten Simulation eines dementsprechenden Modells. Dazu bieten sich zwei Möglichkeiten an: erstens

kann das numerische Spikulae-Modell von De Pontieu [1996] auf hohe Frequenzen erweitert werden. Dies mag allerdings sehr aufwendig sein, da es nur auf der Basis eines Ein-Fluid Modell und mit vielen Näherungen aufgrund kleiner Frequenzen erstellt worden ist. Als zweite Möglichkeit bietet sich eine Modifikation des numerischen Modells zur Beschleunigung des Sonnenwindes und Heizung der Korona von Tu and Marsch [1997] und Marsch and Tu [1998] an, welches mit einer Neutralgaskomponente erweitert und auf typische Parameter für Spikulae angepaßt werden müßte. Dies scheint der Weg des geringeren Aufwands zu sein, da darin das Modell zur Ionen-Zyklotron Heizung schon vollständig implementiert ist. Da aber die in das hier vorgestellte Modell eingehenden Parameter nur sehr vage bekannt sind, wird dies im Rahmen dieser Arbeit nur als Ausblick gegeben.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Spikulae auf der Sonne mit Hilfe des EUV Spektrometers SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) auf SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) untersucht. Dabei standen folgende Fragestellungen besonders im Vordergrund: Inwiefern hängen die traditionellen Spikulae in $H\alpha$ mit EUV Spikulae zusammen? Welcher Mechanismus ist dafür verantwortlich, die kalten und dichten $H\alpha$ Spikulae in die (relativ) heißen und dünnen EUV Spikulae zu überführen? Welchen Einfluß haben Spikulae auf die Übergangszone und Korona? Welche Schlußfolgerungen implizieren die gemachten Beobachtungen auf bestehende Spikulae-Modelle?

$H\alpha$ Spikulae sind schon seit mehr als einem Jahrhundert bekannt und bilden sowohl für Beobachter als auch Theoretiker eine Herausforderung, da sie auf sehr kleinen räumlichen und zeitlichen Skalen vorkommen, die schnell an die Grenzen moderner Beobachtungsinstrumente reichen. Es existiert eine Vielzahl an Arbeiten, vor allem aus den 70er und 80er Jahren, die sich mit Spikulae theoretisch und experimentell auseinandersetzen. Diese Veröffentlichungen sind hier aufgearbeitet und getrennt nach Beobachtungen und Modelle in einem zusammenfassenden Überblick dargestellt worden. Dazu wurde auch ein umfassender Review über spikulare Phänomene im UV und EUV erarbeitet.

Bei der Evaluierung der theoretischen Modelle stellte sich heraus, daß bis heute noch kein Spikulae-Modell existiert, welches unter Berücksichtigung sämtlicher relevanten physikalischen Prozesse alle Phänomene beschreiben kann. Zwei theoretische Modelle erwiesen sich aber als bis heute am weitesten entwickelt, Spikulae modellieren zu können. Dies war zum einen das rebound shock Modell und zum anderen das Alfvén Wellen Dämpfungsmodell. Diesen wurde eine ausführlichere Darstellung gewidmet.

Für die Untersuchung von polaren Spikulae wurde eine eigene Beobachtungssequenz auf SUMER entwickelt. Da keine simultanen Beobachtungen in $H\alpha$ vorlagen, mußte nach indirekten Hinweisen auf eine Verbindung zwischen $H\alpha$ Spikulae und EUV Spikulae gesucht werden. Es ist eine den $H\alpha$ Spikulae ähnliche Morphologie wie Länge, Durchmesser und Lebenszeit gefunden worden. Weiterhin besitzen beide ähnlich flache Temperatur- und Dichteprofile. Es konnte eine Korrelation der Skalenhöhen des Emissionsgradienten der EUV Strahlung und der Anzahl der $H\alpha$ Spikulae mit der Höhe festgestellt werden. Diese Indizien weisen indirekt darauf hin, daß EUV Spikulae die Fortsetzung von $H\alpha$ Spikulae sind.

Als ein völlig neues Phänomen wurde die thermische Desintegration oder das „Verdampfen“ von spikularem Plasma in die Übergangszone und untere Korona beobachtet. Dieser zuvor schon vermutete Effekt ist bisher noch nie unmittelbar beobachtet worden. Es konnten so zwei wichtige Lücken in dem Leben einer Spikula geschlossen werden: zum einen ist nun klar, daß das spikulare Plasma geheizt wird und daß dies wahrscheinlich auch schon bei $H\alpha$ Spikulae der Fall ist. Dies liefert automatisch

die Erklärung, warum die Mehrzahl der Spikulae an ihrem höchsten Punkt in $H\alpha$ verschwinden anstatt wieder herunterzufallen. Und zum anderen bildet das gesamte, aufgeheizte spikulare Plasma eine diffuse Wolke, welche nach Abbruch der Heizung und des Treibers wieder zurück zur Chromosphäre fließt und so eine Erklärung für die häufig beobachtete systematische mittlere Rotverschiebung der Linien der Übergangszone liefert. Dieser Zusammenhang konnte hier noch gefestigt werden, da die „verdampfenden“ Spikulae wie auch die mittlere Rotverschiebung nur bis zu einer ähnlichen oberen Grenztemperatur beobachtet wurden.

Die Beobachtungen zeigten weiterhin, daß die mittlere kinetische Iontemperatur in Spikulae, im Gegensatz zu einer Elektronentemperatur von der Größenordnung einiger 100 000 K, über eine Million K beträgt. Ähnliche Beobachtungsergebnisse wurden auch schon zuvor in der Korona und dem Sonnenwind erzielt. Neu war hier, daß dies auch in polaren Spikulae der Fall ist. Es konnten Indizien gesammelt werden, daß diese selektive Heizung auf die Ionen-Zyklotron Resonanz zurückzuführen ist.

Ein eigens entwickeltes einfaches Mehrkomponenten-Modell zur Heizung durch resonante Ionen-Zyklotron Wellen kann die Größenordnung der beobachteten Temperaturdiskrepanz zwischen Ionen und Elektronen reproduzieren. Darüberhinaus kann das Modell die Aufheizung der Elektronentemperatur und damit der gesamten Spikula erklären und bildet somit die Grundlage für die Umwandlung von $H\alpha$ in EUV Spikulae.

Auf der Grundlage der hier erzielten Ergebnisse und der Zusammenführung einzelner bekannter Phänomene aus dem erarbeiteten Review über Spikulae und dem Alfvén Wellen Dämpfungsmodell konnte ein vollständiges Szenarium des Lebens einer Spikula erstellt werden. Eine Möglichkeit zur Simulation dieses Szenariums wurde als Ausblick gegeben.

Literaturverzeichnis

- Allen, W., J.R. Manuel, and E.M. Poulter, *Does the Ponderomotive Force Move Mass in the Magnetosphere?*, Geophys. Res. Let., **17**, 917–920, 1990.
- Anders, E. and N. Grevesse, *Abundances of the Elements - Meteoritic and Solar*, Geochim. Cosmochim. Acta, **53**, 197–214, 1989.
- Andreev, A.S. and A.G. Kosovichev, *Numerical Simulations of Spicule Driving Mechanisms*, Space Sci. Rev., **70**, 53–56, 1994.
- Arnaud, M. and R. Rothenflug, *An Updated Evaluation of Recombination and Ionization Rates*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **60**, 425–457, 1985.
- Athay, R.G., *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun*, D. Reidel, 1976.
- Athay, R.G. and T.E. Holzer, *The Role of Spicules in Heating the Solar Atmosphere*, Astrophys. J., **255**, 743–752, 1982.
- Banks, P., *Collision Frequencies and Energy Transfer*, Planet. Space Sci., **14**, 1085–1103, 1966.
- Bartoe, J.-D.F., G.E. Brueckner, J.D. Purcell, and R. Tousey, *Extreme Ultraviolet Spectrograph ATM Experiment S082B*, Appl. Opt., **16**, 879–886, 1977.
- Beckers, J.M., *Solar Spicules*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **10**, 73–100, 1972.
- Bessy, R.J., and M. Kuperus, *Thermally Driven Motions in a Gravitational Atmosphere*, Solar Phys., **12**, 216, 1970.
- Blake, M.L. and P.A. Sturrock, *Spicules and Surges*, Astrophys. J., **290**, 359–368, 1985.
- Bohlin, J.D., S.N. Vogel, J.D. Purcell, N.R. Sheeley, R. Tousey, and M.E. VanHoosier, *A Newly Observed Solar Feature: Macrospicules in HeII 304 Å*, Astrophys. J., **197**, L133–L135, 1975.
- Bonnet, R.M., P. Lemaire, J.C. Vial, G. Artzner, P. Gouttebroze, A. Jouchoux, A. Vidal-Madjar, J.W. Leibacher, and A. Skumanich, *The LPSP Instrument on OSO 8. II — In-Flight Performance and Preliminary Results*, Astrophys. J., **221**, 1032–1053, 1978.
- Braun, D. and C. Lindsey, *A Solar Chromosphere and Spicule Model Based on Far-Infrared Limb Observations*, Astrophys. J., **320**, 898–903, 1987.
- Brekke, P, D.M. Hassler, and K. Wilhelm, *Doppler Shifts in the Quiet-Sun Transition Region and Corona Observed with SUMER on SOHO*, Solar Phys., **175**, 349–374, 1997.

- Brueckner, G.E. and K.R. Nicolas, *Extreme Ultraviolet Emission From Chromospheric Inhomogeneities*, Sol. Phys., **29**, 301–315, 1973.
- Brueckner, G.E., J.-D.F. Bartoe, J.W. Cook, K.P. Dere, and D.G. Socker, *HRTS Results from Spacelab 2*, Adv. Space Res., **6**, 263–272, 1986.
- Bruner, E.C., *The University of Colorado OSO-8 Spectrometer Experiment — Introduction and Optical Design Considerations*, Space Sci. Instrum., **3**, 369–387, 1977.
- Bruner, E.C. and R.W.P. McWhirter, *The Observation and Interpretation of the Profile of C IV 1548 Emitted From a Quiet Region of the Sun*, Astrophys. J., **231**, 557–569, 1979.
- Budnik, F., K.-P. Schröder, K. Wilhelm, and K.-H. Glaßmeier, *Observational Evidence for Coronal Mass Injection by „Evaporation“ of Spicular Plasma*, Astron. Astrophys., **334**, L77–L80, 1998.
- Campos, L.M.B.C., *On a Theory of Solar Spicules and the Atmospheric Mass Balance*, Mon. Not. R. astr. Soc., **207** 547–573, 1984.
- Cargill, P.J., D.J. Spicer, and S.T. Zalesak, *Magnetohydrodynamic Simulations of Alfvénic Pulse Propagation in Solar Magnetic Flux Tubes: Two-dimensional Slab Geometries*, Astrophys. J., **488**, 854, 1997.
- Chae, J., H.S. Yun, A.I. Poland, *Temperature Dependence of Ultraviolet Line Average Doppler Shifts in the Quiet Sun*, Astrophys. J. Suppl., **114**, 151, 1998.
- Cheng, Q.Q., *Fluid Motions in the Solar Atmosphere. I. On the Origin and Decay of Spicules*, Astron. Astrophys., **266**, 537–548, 1992a.
- Cheng, Q.Q., *Fluid Motions in the Solar Atmosphere. II. A Spicule Model With Emission Lines*, Astron. Astrophys., **266**, 549–559, 1992b.
- Cheng, Q.Q., *Fluid Motions in the Solar Atmosphere. III. A Possible Explanation of Downflows*, Astron. Astrophys., **262**, 581–586, 1992c.
- Cook, J.W., G.E. Brueckner, J.-D.F. Bartoe, and D.G. Socker, *HRTS Observations of Spicular Emission at Transition Region Temperatures Above the Solar Limb*, Adv. Space Res., **4**, 59–62, 1984.
- Curdt, W., U. Feldman, J.M. Laming, K. Wilhelm, U. Schühle, and P. Lemaire, *The Solar Disk Spectrum Between 660 and 1174 Å Obtained by SUMER on SOHO*, **126**, 281–296, 1997.
- Defouw, R.J., *Convective Instability of a Model Chromosphere*, Solar Phys., **14**, 42, 1970.

- De Pontieu, B.**, *Chromospheric Spicules Driven by Alfvén Waves*, Dissertation, Universität Gent, 1996.
- De Pontieu, B.**, *Simultaneous Observations for Spicules with SOHO/CDS and the Fabry–Perot Interferometer at the VTT*, ESA SP-421, 43–48, 1998.
- Dere, K.P.**, *Turbulent Power and Dissipation in the Solar Transition Zone* Astrophys. J., **340**, 599–606, 1989.
- Dere, K.P., J.-D.F. Bartoe, and G.E. Brueckner**, *Chromospheric Jets: Possible Extreme-Ultraviolet Observations of Spicules*, Astrophys. J., **267**, L65–L68, 1983.
- Dere, K.P., J.-D.F. Bartoe, and G.E. Brueckner**, *High-Resolution Telescope and Spectrograph Observations of the Quiet Solar Chromosphere and Transition Region*, Astrophys. J., **281**, 870–883, 1984.
- Dere, K.P., J.-D.F. Bartoe, and G.E. Brueckner**, *High-Resolution Telescope and Spectrograph Images of the Solar Chromosphere and Transition Zone*, Astrophys. J., **305**, 947–953, 1986.
- Dere, K.P., J.-D.F. Bartoe, G.E. Brueckner, J.W. Cook, and D.G. Socker**, *Ultraviolet Observations of Solar Fine Structure*, Science, **238**, 1267–1269, 1987.
- Dere, K.P., J.-D.F. Bartoe, G.E. Brueckner, J.W. Cook, and D.G. Socker**, *UV Observations of Macropicules at the Solar Limb*, Solar Phys., **119**, 55–63, 1989.
- Dere, K.P., E. Landi, H.E. Mason, B.C. Monsignori Fossi, and P.R. Young**, *CHIANTI – An Atomic Database for Emissions Lines*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **125**, 149–173, 1997.
- Doschek, G.A., J.D. Bohlin, and U. Feldman**, *Doppler Wavelength Shifts of Transition Zone Lines Measured in Skylab Solar Spectra*, Astrophys. J., **205**, L177–L180, 1976.
- Doschek, G.A., U. Feldman, and L. Cohen**, *Chromospheric Limb Spectra From Skylab - 2000 to 3200 Å*, Astrophys. J. Suppl., **33**, 101–111, 1977.
- Doschek, G.A., U. Feldman, J.M. Laming, H.P. Warren, U. Schühle, and K. Wilhelm**, *The Electron Pressure in the Solar Lower Transition Region Determined From OV and SiIII Density Sensitive Line Ratios*, submitted to Astrophys. J., 1998.
- Dwivedi, B.N.**, *EUV Spectroscopy as a Plasma Diagnostic*, Space Sci. Rev., **65**, 317–362, 1994.

- Feldman, U., *Elemental Abundances in the Upper Solar Atmosphere*, Physica Scripta, **46**, 202–220, 1992.
- Feldman, U. and J.M. Laming, *A Burst Model for Line Emission in the Solar Atmosphere*, Astrophys. J., **404**, 799–804, 1993.
- Feldman, U, G.A. Doschek, and J.T. Mariska, *On the Structure of the Solar Transition Zone and Lower Corona*, Astrophys. J., **229**, 369–374, 1979.
- Gabriel, A.H., *A Magnetic Model of the Solar Transition Region*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **281**, 339–352, 1976.
- Grossmann-Doerth, U. and W. Schmidt, *Chromospheric Fine Structures Revisited*, Astron. Astrophys., **264**, 236–242, 1992.
- Haerendel, G., *Weakly Damped Alfvén Waves as Drivers of Solar Chromospheric Spicules*, Nature, **360**, 241–243, 1992.
- Hasan, S.S. and S.L. Keil, *Time-Resolved Spectral Observations of Spicule Velocities at Several Heights*, Astrophys. J., **283**, L75–L77, 1984.
- Hassler, D.M., G.J. Rottman, E.C. Shoub, and T.E. Holzer, *Line Broadening of Mg x $\lambda\lambda 609$ and 625 Coronal Emission Lines Observed Above the Solar Limb*, Astrophys. J., **348**, L77–L80, 1990.
- Heinzel, P. and B. Schmieder, *Chromospheric Fine Structure: Black and White of Spicules*, Astron. Astrophys., **282**, 939–954, 1994.
- Heristchi, D. and Z. Mouradian, *On the Inclination and the Axial Velocity of Spicules*, Solar Phys., **142**, 21–34, 1992.
- Hollandt, J., U. Schühle, W. Paustian, W. Curdt, M. Kühne, B. Wende, and K. Wilhelm, *Radiometric Calibration of the Telescope and Ultraviolet Spectrometer SUMER on SOHO*, Appl. Opt., **35**, 5125–5133, 1996.
- Hollweg, J.V., *Some Physical Processes in the Solar Wind*, Geophys. Space Sci., **16**, 689–720, 1978.
- Hollweg, J.V., *On the Origin of Solar Spicules*, Astrophys. J., **257**, 345–353, 1982.
- Hollweg, J.V., *Resonances of Coronal Loops*, Astrophys. J., **277**, 392–403, 1984.
- Hollweg, J.V., *Alfvénically Driven Slow Shocks in the Solar Chromosphere and Corona*, Astrophys. J., **389**, 731–738, 1992.
- Hollweg, J.V., S. Jackson, and D. Galloway, *Alfvén Waves in the Solar Atmosphere*, Solar Phys., **75**, 35–61, 1982.

- Isenberg, P.A. and J.V. Hollweg, *Finite Amplitude Alfvén Waves in a Multion Plasma - Propagation, Acceleration, and Heating*, J. Geophys. Res., **87**, 5023–5029, 1982.
- Jordan, C. and R. Wilson, in *Physics of the Solar Corona*, (Macris, C.J., ed.), 219, Reidel, Dordrecht, 1971.
- Kanno, M., *Contribution of Spicules to the Solar EUV Line Emission*, Publ. Astron. Soc. Japan, **30**, 581–587, 1978.
- Karpen, J.T., S.K. Antiochos, and C.R. DeVore, *The Role of Magnetic Reconnection in Chromospheric Eruptions*, Astrophys. J., **450**, 422–434, 1995.
- Kopp, R.A. and M. Kuperus, *Magnetic Fields and the Temperature Structure of Chromosphere–Corona Transition Region*, Solar Phys., **4**, 212, 1968.
- Kudoh, T. and K. Shibata, *Alfvén Wave Model of Spicules*, ESA SP-421, 1998.
- Kuperus, M. and R.G. Athay, *On the Origin of Spicules in the Chromosphere–Corona Transition Region*, Solar Phys., **1**, 361, 1967.
- Lippincott, S.L., *Chromospheric Spicules*, Smithsonian Contrib. Astrophys., **2**, 15, 1957.
- Mariska, J.T., *The Solar Transition Region*, Cambridge University Press, 1992.
- Mariska, J.T. and J.V. Hollweg, *Alfvénic Pulses in the Solar Atmosphere*, Astrophys. J., **296**, 746–757, 1985.
- Mariska, J.T. and G.L. Withbroe, *Analysis of EUV Limb–Brightening Observations From ATM. I - Model for the Transition Layer and the Corona*, Solar Phys., **44**, 55–68, 1975.
- Mariska, J.T., U. Feldman, and G.A. Doschek, *Measurements of Extreme-Ultraviolet Emission-Line Profiles Near the Solar Limb*, Astrophys. J., **226**, 698–705, 1978.
- Marsch, E., *MHD Turbulence in the Solar Wind*, in R. Schwenn und E. Marsch (eds.), *Physics of the Inner Heliosphere*, Vol. II, Springer, Heidelberg, 1991.
- Marsch, E. and C.-Y. Tu, *Solar Wind and Chromospheric Network*, Solar Phys., in press, 1998.
- Mason, H.E. and B.C. Monsignori Fossi, *Spectroscopic Diagnostics in the VUV for Solar and Stellar Plasmas*, Astron. Astrophys. Rev., **6**, 123–179, 1994.
- Matsuno, K. and T. Hirayama, *Height Distribution of Kinetic Temperatures of Solar Spicules*, Solar Phys., **117**, 21–36, 1988.

- Matthaeus, W.H. and M.L. Goldstein**, *Measurement of Rugged Invariants of Magnetohydrodynamic Turbulence in the Solar Wind*, J. Geophys. Res., **87**, 6011–6028, 1982.
- Meyer, J.-P.**, *Solar-Stellar Outer Atmospheres and Energetic Particles, and Galactic Cosmic Rays*, Astrophys. J. Suppl., **57**, 151–171, 1985a.
- Meyer, J.-P.**, *The Baseline Composition of Solar Energetic Particles*, Astrophys. J. Suppl., **57**, 173–204, 1985b.
- Moe, O.K., J.M. Beckers, and O. Engvold**, *A Comparison of Spicules in H α and in HeII 304 Å Lines*, Solar Phys., **40**, 65–68, 1975.
- Mosher J.M. and T.P. Pope**, *A Statistical Study of Spicule Inclinations*, Solar Phys., **53**, 375–384, 1977.
- Nishikawa, T.**, *Spicule Observations With High Spatial Resolution*, Publ. Astron. Soc. Japan, **40**, 613–625, 1988.
- Osterbrock, D.E.**, *The Heating of the Solar Chromosphere, Plages and Corona by Magnetohydrodynamic Waves*, Astrophys. J., **134**, 347, 1961.
- Parker, E.N.**, *A Mechanism for Magnetic Enhancement of Soundwave Generation and the Dynamical Origin of Spicules*, Astrophys. J., **140**, 1170, 1964.
- Pikel'ner, S.B.**, *A Mechanism for the Formation of Chromospheric Spicules*, Sov. Astron., **13**, 259, 1969.
- Pishkalo, M.I.**, *Non-Rigid Rotation of Solar Spicules*, Astron. Nachr., **315**, 391, 1994.
- Pneuman, G.W. and R.A. Kopp**, *Downflow in the Supergranulation Network and its Implications for Transition Region Models*, Solar Phys., **57**, 49–64, 1977.
- Pottasch, S.R.**, *On the Interpretation of the Solar Ultraviolet Emission Line Spectrum*, Space Sci. Rev., **3**, 816–855, 1964.
- Priest, E.R.**, *Solar Magnetohydrodynamics*, D. Reidel Publishing Company, 1984.
- Rae, I.W. and B. Roberts**, *Pulse Propagation in a Magnetic Flux Tube*, Astrophys. J., **256**, 761–767, 1982.
- Reeves, E.M., J.G. Timothy, and M.C.E. Huber**, *Extreme UV Spectroheliometer on the Apollo Telescope Mount*, Appl. Opt., **16**, 837–848, 1977.
- Reimers, D., R. Baade, and K.-P. Schröder**, *Discovery of a Highly Ionized, low Mass-Loss Wind and a Corona Seen in Absorption in the G9 II Star HR 6902*, Astron. Astrophys., **227**, 133–140, 1990.

- Roberts, B. *Astrophys. J.*, **101**, 136, 1945.
- Roberts, B., *Spicules: the Resonant Response to Granular Buffeting*, *Solar Phys.*, **61**, 23–34, 1979.
- Roberts, D.A., *Interplanetary Observational Constraints on Alfvén Wave Acceleration of the Solar Wind*, *J. Geophys. Res.*, **94**, 6899–6905, 1989.
- Rosner, R., W.H. Tucker, and G.S. Vaiana, *Dynamics of the Quiescent Solar Corona*, *Astrophys. J.*, **220**, 643–665, 1978.
- Ross, J.E. and L.H. Aller, *The Chemical Composition of the Sun*, *Science*, **191**, 1223–1229, 1976.
- Seely, J.F., U. Feldman, U. Schühle, K. Wilhelm, W. Curdt, and P. Lemaire, *Turbulent Velocities and ion Temperatures in the Solar Corona Obtained From SUMER Line Widths*, *Astrophys. J.*, **484**, L87–L90, 1997.
- Shibata, K., T. Nishikawa, R. Kitai, and Y. Suematsu, *Numerical Hydrodynamics of the jet Phenomena in the Solar Atmosphere. II - Surges*, *Solar Phys.*, **77**, 121–151, 1982.
- Shull, J.M. and M. van Steenberg, *The Ionization Equilibrium of Astrophysically Abundant Elements*, *Astrophys. J., Suppl.*, **48**, 95–107, 1982a.
- Shull, J.M. and M. van Steenberg, *Erratum - Ionization Equilibrium of Astrophysically Abundant Elements*, *Astrophys. J., Suppl.*, **49**, 351, 1982b.
- Siegmund, O.H.W., J.M. Stock, D. Marsh, R. Daniel, M.A. Gummin, R. Raffanti, J. Hull, G. Gaines, A. Geoffrey, B. Welsh, Y. Barry, P. Jelinsky, N. Patrick, R. Sasseen, J. Tom, L. James, B. Higgins, T. Magoncelli, J.W. Hamilton, S.J. Battel, A.I. Poland, M. Jhabvala, K. Sizemore, and J. Shannon, *Delay-Line Detectors for the UVCS and SUMER Instruments on the SOHO Satellite*, *Proc. SPIE*, **2280**, 89–100, 1994.
- Sterling, A.C. and J.V. Hollweg, *Alfvénic Resonances on Solar Spicules*, *Astrophys. J.*, **285**, 843–850, 1984.
- Sterling, A.C. and J.V. Hollweg, *The Rebound Shock Model for Solar Spicules: Dynamics at Long Times*, *Astrophys. J.*, **327**, 950–963, 1988.
- Sterling, A.C. and J.T. Mariska, *Numerical Simulations of the Rebound Shock Model for Solar Spicules*, *Astrophys. J.*, **349**, 647–655, 1990.
- Sterling, A.C., K. Shibata, and J.T. Mariska, *Solar Chromospheric and Transition Region Response to Energy Deposition in the Middle and Upper Chromosphere*, *Astrophys. J.*, **407**, 778–789, 1993.

- Suematsu, Y.**, *Solar Spicules: A Brief Review of Recent High Resolution Observations*, ESA SP-421, 19–28, 1998.
- Suematsu, Y., K. Shibata, T. Nishikawa, and R. Kitai**, *Numerical Hydrodynamics of the jet Phenomena in the Solar Atmosphere*, Solar Phys., **75**, 99–118, 1982.
- Suematsu, Y., H. Wang, and H. Zirin**, *High-Resolution Observation for Disk Spicules. I. Evolution and Kinematics of Spicules in the Enhanced Network*, Astrophys. J., **450**, 411–421, 1995.
- Tousey, R., J.-D.F. Bartoe, G.E. Brueckner, and J.D. Purcell**, *Extreme Ultraviolet Spectroheliograph ATM Experiment S082A*, Appl. Opt., **16**, 870–878, 1977.
- Tsiropoula, G. and B. Schmieder**, *Determination of Physical Parameters in Dark Mottles*, Astron. Astrophys., **324**, 1183–1189, 1997.
- Tsiropoula, G., C. Alissandrakis, and B. Schmieder**, *Time Evolution of Fine Structures in the Solar Chromosphere*, Astron. Astrophys., **290**, 285–294, 1994.
- Tu, C.-Y. and E. Marsch**, *MHD Structures, Waves and Turbulence in the Solar Wind: Observations and Theories*, Space Sci. Rev., **73**, 1–210, 1995.
- Tu, C.-Y. and E. Marsch**, *Two-Fluid Model for Heating of the Solar Corona and Acceleration of the Solar Wind by High-Frequency Alfvén Waves*, Solar Phys., **171**, 363–391, 1997,
- Tu, C.-Y., E. Marsch, K. Wilhelm, and W. Curdt**, *Ion Temperatures in a Solar Polar Coronal Hole Observed by SUMER on SOHO*, Astrophys. J., **503**, 475–482, 1998.
- Uchida, Y.**, *On the Formation of Solar Chromospheric Spicules and Flare-Surges*, Publ. Astron. Soc. Japan, **13**, 321, 1961.
- Uchida, Y.**, *A Mechanism for the Acceleration of Solar Chromospheric Spicules*, Publ. Astron. Soc. Japan, **21**, 128, 1969.
- Unno, W. and K. Kawabata**, *On the Acoustic Noise in the Solar Atmosphere*, Publ. Astron. Soc. Japan, **7**, 209, 1955.
- Unno, W., E. Ribes, and I. Appenzeller**, *On the Structure and the Motion of a Spicule*, Solar Phys., **35**, 287, 1974.
- van Tend, W.**, *On Spicules and the Stability Analysis of the Minimum Flux Corona Theory*, Solar Phys., **64**, 229, 1979.

- Vernazza, J.E., P.V. Foukal, R.W. Noyes, E.M. Reeves, E.J. Schmahl, J.G. Timothy, G.L. Withbroe, and M.C.E. Huber, *Time Variations in Extreme-Ultraviolet Emission Lines and the Problem of Coronal Heating*, *Astrophys. J.*, **199**, L123–L126, 1975.
- Vernazza, J.E. and E.M. Reeves, *Extreme Ultraviolet Composite Spectra of Representative Solar Features*, *Astrophys. J. Suppl.*, **37**, 485–513, 1978.
- Vial, J.C., *Optically Thick Lines in a Quiescent Prominence — Profiles of Lyman- α , Lyman- β H γ , k and h MgII, and K and H CaII Lines with the OSO 8 LPSP Instrument*, *Astrophys. J.*, **253**, 330–352, 1982.
- Wentzel, D.G. and A.B. Solinger, *On the Motion of Shocks Through the Solar Chromosphere*, *Astrophys. J.*, **148**, 877, 1967.
- Wilhelm, K., W. Curdt, E. Marsch, U. Schühle, P. Lemaire, A. Gabriel, J.-C. Vial, M. Grewing, M.C.E. Huber, S.D. Jordan, A.I. Poland, R.J. Thomas, M. Kühne, J.G. Timothy, D.M. Hassler, and O.H.W. Siegmund, *SUMER – Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation*, *Solar Phys.*, **162**, 189–231, 1995a.
- Wilhelm, K., W. Curdt, E. Marsch, U. Schühle, P. Lemaire, A. Gabriel, J.C. Vial, M. Grewing, M.C.E. Huber, S.D. Jordan, A.I. Poland, R.J. Thomas, M. Kühne, J.G. Timothy, D.M. Hassler, and O.H. Siegmund, *Some Design and Performance Features of SUMER: Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation*, *Proc. SPIE*, **2517**, 2–11, 1995b.
- Wilhelm, K., P. Lemaire, U. Feldman, J. Hollandt, U. Schühle, W. Curdt, *Radiometric Calibration of SUMER: Refinement of the Laboratory Results under Operational Conditions on SOHO*, *Appl. Optics*, **36**, 6416–6422, 1997.
- Withbroe, G.L., *The Role of Spicules in Heating the Solar Atmosphere: Implications of EUV Observations*, *Astrophys. J.*, **267**, 825–836, 1983.
- Withbroe, G.L. and J.T. Mariska, *Analysis of EUV Limb Brightening Observations Form ATM*, *Solar Phys.*, **48**, 21–40, 1976.
- Withbroe, G.L., D.T. Jaffe, P.V. Foukal, M.C.E. Huber, R.W. Noyes, E.M. Reeves, E.J. Schmahl, J.G. Timothy, and J.E. Vernazza, *Extreme-Ultraviolet Transients Observed at the Solar Pole*, *Astrophys. J.*, **203**, 528–532, 1976.
- Yokoyama, T. and K. Shibata, *Magnetic Reconnection as the Origin of X-ray Jets and H α Surges on the Sun*, *Nature*, **375**, 42–44, 1995.
- Zirin, H., *Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press, 1988.
- Zirin H. and R. Cameron, *Dynamics of Polar Spicules* ESA SP-421, 39–41, 1998.

Danksagung

Es gibt eine Vielzahl von Menschen, die mich während meiner Promotion mit Rat und Tat unterstützt haben und denen ich hiermit meinen Dank aussprechen möchte. Allen voran danke ich Herrn Prof. Dr. K.-H. Glaßmeier für die gute Betreuung und für sein überaus großes Engagement insbesondere zur Beendigung dieser Arbeit. Außerdem danke ich ihm für die exzellente Ausbildung, die ich bei ihm als Diplomand und Doktorand genossen habe. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Martin Stellmacher bedanken, der das lästige Korrekturlesen sehr sorgfältig übernommen und der es während der gesamten zwei Jahre in einem Zimmer mit mir ausgehalten hat. Danken möchte ich Herrn Dr. Stephan Zidowitz für all die hilfreichen und sonnigen Diskussionen, die ich mit ihm hatte. Aber natürlich danke ich auch allen anderen Mitgliedern des Instituts für Geophysik und Meteorologie, die mir sonst — direkt oder indirekt — behilflich waren.

Bedanken möchte ich mich bei der gesamten SUMER-Gruppe vom Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau am Harz. Insbesondere danke ich Herrn Dr. K. Wilhelm für die Bereitstellung von Beobachtungszeit auf dem SUMER Instrument und für die engagierte Hilfestellung bei der Erstellung des Beobachtungsprogramms und der Bearbeitung der Daten. Für letzteres und für Fragen zum SUMER Instrument standen mir stets Herr Dr. W. Curdt, Herr D. Germerott und Herr Dr. R. Bodmer zur Verfügung, wofür ich ihnen sehr dankbar bin. Meinen Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. E. Marsch für die immer fruchtbaren und hilfreichen Diskussionen zur Ionen-Zyklotron Resonanz.

Bei Herrn Dr. habil. K.-P. Schröder vom Institut für Astronomie und Astrophysik der TU Berlin bedanke ich mich für die nette Betreuung zu Beginn dieser Arbeit, die mir den Einstieg in das für mich damals neue Arbeitsgebiet sehr erleichtert hat und dafür, daß mir seine Tür für Fragen während der gesamten Zeit immer offen stand.

Und zum guten Schluß danke ich meiner lieben Frau Ute, die mich während der Erstellung dieser Arbeit und vor allem im anstrengenden letzten halben Jahr in allen nicht-physikalischen Belangen unterstützt hat und die sich unser erstes halbes Ehejahr sicherlich auch anders vorgestellt hat.

Vielen Dank!

Curriculum vitae

Personalien:

Name:	Frank Mathias Budnik
Geburtsdatum:	26. Mai 1969
Geburtsort:	Wolfsburg
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	verheiratet mit Ute Budnik, geb. Rösner
Eltern:	Bernd Budnik Christina Budnik, geb. Kirchner

Schulbildung:

Grundschule am Süllberg, Munster	1975-1979
Orientierungsstufe Bremervörde	1979-1981
Gymnasium Bremervörde	1981-1984
Grotefend-Gymnasium, Hann. Münden	1984-1988
Allgemeine Hochschulreife	Mai 1988

Wehrdienst:

Ableistung des Wehrdienstes, Hann. Münden	1988-1989
---	-----------

Universitätsbesuch:

Studium der Physik (Grundstudium), Georg-August-Universität Göttingen	1989-1992
Vordiplom	Okt. 1991
Studium der Physik (Hauptstudium), Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig	1992-1996
Diplom in Physik	März 1996
Die Diplomarbeit mit dem Thema <i>Numerische Simulationen zum Einfluß der Ionosphäre auf MHD-Wellen in einer Dipolmagnetosphäre</i> wurde am Institut für Geophysik und Meteorologie angefertigt.	

Bisherige Tätigkeiten:

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig	seit April 1996
---	-----------------

